PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1915. Redaktionsschluß für No. 13 am 10. Juli 1915. 16. Jahrgang.

INHALT:

Eduard Riecke †. S. 217.
Zu seinem Bilde.
W. Voigt, Eduard Riecke als Physiker. S. 219.

Originalmitteilungen:

E. Riecke †, Bohrs Theorie der Serienspektren von Wasserstoff und Helium. S. 222.
F. Ehrenhaft, Über kleinste Quecksilberkugeln. (Deren Mechanik, Optik und elektrische Ladung.) S. 227.
G. Leimbach, Bemerkungen zu der Arbeit der Herren Masing und Wiesinger: Über Löschvorgänge in Funkenstrecken. S. 237.
H. Th. Simon, Erwiderung auf die vorstehenden Bemerkungen des Herrn Leimbach. S. 238.
W. Burstyn, Entgegnung auf die Mitteilung „Über eine neue Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen mittels Löschkondensator" von H. Kröncke, G. Leimbach und E. Mayer. S. 238.

Besprechungen:

P. Stäckel, Die mathematische Ausbildung der Architekten, Chemiker und Ingenieure an den deutschen Technischen Hochschulen. S. 239.
E. Wedekind, Stereochemie. S. 239.
L. J. Henderson, Die Umwelt des Lebens, eine physikalisch-chemische Untersuchung über die Eignung des Anorganischen für die Bedürfnisse des Organischen. S. 240.

Personalien. S. 240.

Eduard Riecke †

Zu seinem Bilde.

In wenig Monden solltest Du das Wegezeichen
Mit ungebrochner Kraft, so hofften wir, erreichen,
Das alte Runen einem Menschenleben weisen,
Wenn sie es, war's voll Müh' und Arbeit, köstlich preisen. –
Schon regten sich die Herzen und die Hände,
Daß uns der Tag nicht ungerüstet fände,
Dir und der Welt zu zeigen, wie Dein Leben
In Wahrheit köstlich war, und was es uns gegeben. –
Schon war die Frist bestimmt, da Du den Pflug
In andre Hände geben wolltest, den Du, treu genug,
Der spröden Ackerkrume der Natur entgegen
Geführt zu Saat und reichem Erntesegen. –
Da kam der Tod – viel geht er jetzt im Land –
Und nahm Dir sanft das Werkzeug aus der Hand. –

Was warst Du uns? – Dein Pastor wählte recht
Für Dich den Spruch einst vom getreuen Knecht.

Denn all Dein Fühlen, Denken, Schaffen holte stets aufs Neue
Sich Kraft im Urgrund einer gold'nen Treue. —
Aus Meister Wilhelm Webers Hand ward Dir vertraut
Vereinst die Wissenschaft. Treu hast Du dran gebaut;
Du fügtest Stein um Stein der hohen Runde;
Wo's immer war, er saß auf festem Grunde. —
Wohl Tausenden lebt unsrer Lehren stolze Wahrheit,
Wie Du sie dargestellt in Deiner schlichten Klarheit. —
Auch auf den Bänden dieser Blätter mag man lesen,
In fernen Zeiten, was Dein Name uns gewesen. —
Wen immer sein Geschick an Dein Geschick gebunden,
Der hat es dankbar stets als hohes Glück empfunden:
Selbstlos gabst Du in Deinem Garten, war's nur echt,
Allem, was wachsen wollte, Luft- und Wurzelrecht.

Fest haftete der Glaube Dir in dem Gemüte
An eines hohen Weltengeistes Kraft und Güte,
Der unsrer Lebensfäden schicksalswirre Züge
Dennoch zu einem sinnigen Gewebe füge.
So trugst Du wie ein Held, mit siegendem Gewissen,
Die Herzenswunde, die der Krieg Dir noch gerissen.

Ruh' aus in Frieden! Deines Wesens stilles Walten
Wir wollen es in treuem Sinn behalten.
Dein warmer kluger Blick, Dein gütig klares Wort
Soll unsre Arbeit segnen fort und fort!

H. Th. Simon.

Eduard Riecke als Physiker.

Von W. Voigt.

Am 11. Juni starb nach nur zweitägiger Krankheit der Mitbegründer und langjährige erste Leiter dieser Zeitschrift, der Professor der Experimentalphysik an der Universität Göttingen Dr. Eduard Riecke im 70. Lebensjahre. Die Herausgeber der Zeitschrift wünschen von mir eine Würdigung der wissenschaftlichen Persönlichkeit des Heimgegangenen, und ich will dem verehrten Freund und Kollegen, mit dem mich 31 Jahre des fruchtbaren und harmonischen Zusammenarbeitens in derselben Wissenschaft und an demselben Institut eng verbunden haben, gerne diesen letzten Liebesdienst erweisen. Natürlich kann es sich bei einem so langen und an Arbeit reichen Leben nur um eine Skizze der wichtigsten Forschungsgebiete und Ergebnisse handeln.

Riecke wurde am 1. Dezember 1845 in Stuttgart geboren, erhielt seine Gymnasialbildung ebenda und besuchte nach Erlangung des Maturitätszeugnisses während einiger Semester auch die Bergbau-Abteilung des dortigen Polytechnikums. 1866 bezog er die Universität Tübingen, um daselbst Mathematik zu studieren. An dieser Hochschule wirkte damals C. Neumann, der Sohn Fr. Neumanns, des Begründers einer blühenden Schule der theoretischen Physik in Deutschland, und, obwohl Vertreter der Mathematik, selbst in jener Wissenschaft vielfach schöpferisch tätig. Experimentalphysik lehrte E. Reusch, gleichfalls ein Mann von vielen theoretischen Interessen, besonders im Gebiet der Kristallphysik wirksam. Nach Vollendung des Trienniums und Ablegung des Examens übernahm E. Riecke eine Lehrerstelle für Mathematik in seiner Vaterstadt, erhielt aber Anfang 1870 durch ein königliches Stipendium die Möglichkeit einer Fortführung seiner Studien in Göttingen.

An der Georgia Augusta war zu jener Zeit die Mathematik durch Clebsch vertreten; Experimentalphysik lehrte W. Weber, unterstützt durch Fr. Kohlrausch, der sich eben damals um die erstmalige Organisation eines systematischen physikalischen Praktikums bemühte. W. Weber nahm lebhaften Anteil an den Bestrebungen des begabten und eifrigen süddeutschen Gastes, und Riecke hat ihm die freundliche Gesinnung und die gewährte Förderung durch eine das ganze Leben hindurch bewährte tiefe und dankbare Verehrung vergolten, die in dem Nachrufe, den er 1894 seinem heimgegangenen Meister widmete, einen besonders ergreifenden Ausdruck gefunden hat. Mit Kohlrausch knüpfte sich eine Freundschaft, die gleichfalls bis zu dessen Tod fortbestanden hat.

Während des Krieges mit Frankreich hielt eine Einberufung zum Dienst in der Garnison Ulm Riecke seiner Arbeit fern. Anfang 1871 war er wieder in Göttingen und promovierte im Mai auf eine von W. Weber angeregte Dissertation „Über die Magnetisierungszahl des Eisens für schwache magnetisierende Kräfte". Schon im Juni erhielt er auf Grund einer weiteren Arbeit „Über eine Art allgemeiner Kugelfunktionen" die venia legendi für Physik und Mathematik. 1873 wurde er zum außerordentlichen, 1881 zum ordentlichen Professor ernannt und übernahm damit die Vorlesungen und das Institut W. Webers. Er hat der Universität Göttingen insgesamt 45 Jahre lang angehört und ihr mit Hingebung gedient. Ungemein groß ist die Anzahl von Schülern, die seine Unterweisung kürzere oder längere Zeit genossen haben; viele von ihnen bewahren ihrem Lehrer ein verehrungsvolles und dankbares Andenken. —

Ein eigentümliches Geschick hat Riecke Anregungen seitens der beiden damals in Deutschland maßgebenden Schulen für theoretische Physik zukommen lassen, die durch die Namen Fr. Neumann einer-, Gauß und Weber andererseits bezeichnet werden.

Die bedeutenden Männer, die direkt und indirekt seine Lehrer gewesen sind, haben naturgemäß seine spätere Arbeitsrichtung wesentlich bestimmt. Diese lag hauptsächlich nach der theoretischen, ja gelegentlich sogar nach der mathematischen Seite, indem ihn nicht selten speziell die rein mathematische Ausarbeitung, Umgestaltung, Entfaltung bereits vorhandener Theorien beschäftigt hat. So überwiegt die Zahl seiner theoretischen Arbeiten weit diejenige seiner Experimentaluntersuchungen. Und wo er experimentiert, handelt es sich der Regel nach nicht um das pioniermäßige Vordringen in ein noch unerschlossenes Gebiet, sondern um Messungen nach Anleitung der Theorie.

Das erste von Riecke angegriffene Problem war eines aus dem Gebiete des Ferromagnetismus. Fr. Neumann hatte die magnetische Influenzierung eines Ellipsoids zu berechnen gelehrt und damit einen Weg zur exakten Bestimmung von Magnetisierungszahlen eröffnet. Riecke wurde durch W. Weber aufgefordert, diese Methode auf die Influenzierung von Ellipsoiden aus Eisen durch den Erd-

magnetismus anzuwenden, um zuzusehen, ob sich bei derartigen schwachen Kräften von den Achsenverhältnissen unabhängige Magnetisierungszahlen ergäben. Die Messungen lehrten, daß dies nicht der Fall war, und es war aus ihnen zu schließen, daß bei diesen schwachen Kräften eine Zunahme der Magnetisierungszahl mit wachsender Feldstärke stattfände. Diese Untersuchung, die in der Berechnung der von dem homogen magnetisierten Ellipsoid auf einen äquatorial umgebenden Leiter von Kreisform ausgeübten Induktion einen sehr wesentlichen theoretischen Teil enthält, bildet den Inhalt einiger kleinerer Publikationen Rieckes und ist in seiner oben erwähnten Doktordissertation (1871) umfassend dargestellt. Die allgemeine Theorie des Magnetismus und der magnetischen Influenz hat Riecke übrigens später (1873, 1881) noch wiederholt beschäftigt. In bezug auf den letzteren Gegenstand mögen die von ihm gewonnenen Lösungen des Influenzproblems durch sukzessive Annäherung besonders erwähnt werden.

Daß in der Umgebung W. Webers, der durch sein „Grundgesetz" den ersten bedeutungsvollen Versuch einer einheitlichen Fundierung der gesamten Elektrodynamik gemacht hatte, schon an sich Fragen nach den Grundlagen der Theorie dieses großen Gebietes zur Behandlung anregten, ist einleuchtend; im gleichen Sinne wirkten aber in der Zeit um 1875 noch besonders die zahlreichen und zum Teil lebhaften Kontroversen über die elektrodynamischen Ansätze von Clausius, Graßmann, Helmholtz, an denen sich auch C. Neumann beteiligte. So ist es begreiflich, daß sich Riecke in jener Periode wiederholt mit verwandten Fragen beschäftigte. Dem Weberschen Grundgesetz gelten zwei Arbeiten (1873 und 1874), von denen die letzte die sehr merkwürdigen Eigenschaften der Bewegung zweier elektrischen Teilchen entwickelt, die nach dem Weberschen Gesetz aufeinander wirken. Umfängliche Abhandlungen (1875 bis 1880) beziehen sich weiter auf das viel umstrittene und umgedeutete Elementargesetz von Ampère, das bekanntlich durch den Lauf der folgenden Entwicklung so eigentümlich von seiner beherrschenden Stellung verdrängt worden ist, ebenso auf die Theorie der Induktion, speziell auch der Erscheinungen der sogenannten unipolaren Induktionen. Auch der Frage der Äquivalenz von Stromsystemen und magnetischen Lamellen wandte Riecke (1872) sein Interesse zu, und eine Frucht dieser Untersuchungen war die Konstruktion eines Galvanometers, dessen Windungen, auf der Oberfläche eines abgeplatteten Rotationsellipsoids angebracht, in dessen Innerem ein weitgehend konstantes Magnetfeld und somit die fast strenge Gültigkeit des Tangentengesetzes für die Stromstärke bewirkten. Weiter seien erwähnt: Untersuchungen über die Kraft, die ein linearer Leiter seitens eines magnetischen Feldes, besonders des Erdfeldes erfährt, und über die Bewegung, die ein elektrisches Teilchen in einem Magnetfelde ausführt (1880 und 1881). Die letztere Arbeit ist dadurch besonders interessant, daß sie die Lösung eines bekannten Problems der modernen Elektronentheorie vorausnimmt.

Auf die Frage der elastischen Nachwirkung lenkte (1883) neben der Anregung erster orientierender Beobachtungen W. Webers die Theorie Boltzmanns, auf diejenige der Reibungselektrizität (1877) eine Versuchsreihe von Rieß in Verbindung mit Vorstellungen W. Webers. Auch die Untersuchungen über aperiodische Dämpfung (1883) mit ihren Beziehungen zur Theorie gewisser elektrischen Meßinstrumente entstanden wohl aus dem Weberschen Anregungskreise heraus.

In Gebiete, die diesem fremder waren, begab sich Riecke (1885) mit Ergreifung mehrerer Probleme der theoretischen Hydrodynamik, die teilweise auch zu Beobachtungen Veranlassung gaben. Um etwa dieselbe Zeit beginnen seine wichtigen Untersuchungen über die Pyroelektrizität des Turmalins, bei denen durch Kombination von Theorie und Beobachtung die ersten Bestimmungen absoluter Parameter gelangen. An diese Arbeiten schließen sich innerlich spätere über Piezoelektrizität von Turmalin und Quarz (1891), veranlaßt durch die von mir gegebene Theorie und teilweise in Kooperation mit mir entstanden. Riecke ganz eigen ist aber der Versuch einer molekularen Theorie der bez. Vorgänge, der allerdings in einer anderen Richtung liegt, als in der durch die neuesten Aufklärungen über Kristallstruktur gewiesenen.

Um 1890 etwa setzt dann eine Periode intensiver Beschäftigung mit Thermodynamik ein, angeregt durch das Aufblühen der physikalischen Chemie, an dem damals Göttingen durch die Forschertätigkeit von Nernst besonders beteiligt war. In diesem Gebiet hat sich Riecke hauptsächlich um die allgemeine Ausgestaltung und Anwendung der Methode des thermodynamischen Potentiales bemüht, die den eigentlichen physikalischen Chemikern ferner lag. Von speziellen Problemen sei die Ableitung und schöne Bestätigung der Zustandsgleichung des stufenweise zerfallenden Schwefeldampfes (1890) erwähnt. Ferner der kühne Versuch (1893), einen Vorgang des organischen Lebens (die Erscheinungen der Muskelkontraktion) der

mathematischen Analyse mit Hilfe des thermodynamischen Potentials zu unterwerfen, — ein Versuch, der, wenn er auch nicht zu vollem Gelingen geführt hat, doch einen Weg bezeichnet, der vielleicht späteren Erfolg verspricht.

Auch Fragen der kinetischen Theorie der Materie haben Riecke wiederholt angezogen. So bearbeitete er (1899) das Problem des osmotischen Druckes, und damit zusammenhängend dasjenige der Diffusion und Elektrolyse. Einen überaus wichtigen und folgenreichen Anstoß aber gab er (1898) der Forschung durch den ersten Versuch einer wirklich durchgeführten kinetischen Theorie der Wärme- und Elektrizitätsleitung in Metallen, im Anschluß an bereits von W. Weber vertretene und durch die Elektronenhypothese präzisierte Vorstellungen, — ein Versuch, an den dann weitere Untersuchungen von Drude, Reinganum, Lorentz, W. Wien u. a. anknüpften. Es ist bekannt, daß das Problem ausnehmende Schwierigkeiten bietet, und daß auch das Zusammenwirken der genannten Forscher seine vollständige Erledigung nicht bewirkt hat; Rieckes Namen wird mit demselben aber für alle Zeit verknüpft bleiben. In späterer Zeit (1908) ist Riecke bei der Frage der Bewegung der α-Teilchen, welche radioaktive Substanzen ausstoßen, noch einmal auf kinetische Betrachtungen zurückgekommen.

Diese letzteren Betrachtungen hängen zusammen mit dem allgemeinen Gegenstand der Bewegung der Elektrizität in Gasen, — einerseits in hochevakuierten Räumen, andererseits in der Atmosphäre —, deren Untersuchung Riecke in den letzten Lebensjahren in erster Linie interessierte, und der er eine Reihe, teils experimenteller, teils theoretischer Arbeiten gewidmet hat. Für die Erforschung der Erscheinungen der Luftelektrizität wirkte er organisierend in der auf seine Anregung von dem Kartell deutscher Akademien zu diesem Zweck begründeten Kommission, ebenso in dem Ausschuß der von der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften in Göttingen angeregten und geleiteten geophysikalischen Beobachtungsstation auf Samoa. Diese Tätigkeit gab Riecke mehrfach Veranlassung zu zusammenfassenden wissenschaftlichen Berichten von populärerer Haltung, denen neben der vollkommenen Beherrschung des Gegenstandes eine eigenartige Kunst der Darstellung eine besondere Bedeutung verleiht.

Im ganzen genommen tritt von etwa 1895 ab bei Riecke die wissenschaftliche Produktion gegenüber anderer Betätigung allmählich zurück. Seine Arbeit galt nunmehr zum großen Teil seinem Lehrbuch der Physik, dessen erste Auflage 1896 erschien, und dessen Überarbeitung und Vervollständigung für fünf weitere Auflagen naturgemäß große Ansprüche stellte. Dazu kam eine allmählich zunehmende Schwäche der Augen, die das Fortschreiten jeder Arbeit verzögerte, die er aber mit großer Ergebung trug.

Das Rieckesche Lehrbuch bezeichnete einen außergewöhnlichen Erfolg, um so bemerkenswerter, als an deutschen Lehrbüchern für jede Stufe der Vorbildung gewiß kein Mangel herrschte. Was dem Werk die hervorragende Stellung in der bez. Literatur verschafft hat, ist einmal seine große Vollständigkeit in dem Sinne der Berücksichtigung auch der modernsten Errungenschaften der Wissenschaft, sodann die individuelle Haltung, die sich in dem Zusammenschmelzen der disparaten Gegenstände zu einem weitgehend einheitlichen Gebilde äußert, endlich die ausgezeichnete Klarheit, ja Schönheit der Darstellung. In der Tat ist der Umfang, die Tiefe und Gleichmäßigkeit der Kenntnisse in allen Gebieten der Physik, welche das Buch zum Ausdruck bringt, außerordentlich, und wenn manchen Lesern gewisse Gebiete vielleicht unerwartet ausführlich, andere unerwartet knapp behandelt erscheinen, so entspricht das eben deren individueller Bewertung, die bei einem Buch von so eigenem Gepräge nur natürlich ist. Was die Darstellung angeht, so sei bemerkt, daß gemäß seiner teilnehmenden und intensiven Beschäftigung mit den besten Werken deutscher Literatur Riecke in der Tat ein hervorragender Stilist war, — eine Eigenschaft, die er besonders auch in Publikationen populären Charakters, wie Vorträgen und Gedächtnisreden, bewährte.

Riecke genoß sowohl wegen seiner wissenschaftlichen Bedeutung als wegen seiner vortrefflichen menschlichen Eigenschaften im Kreise seiner Fach-, wie seiner Fakultätsgenossen großes Ansehen und Vertrauen. Die Reinheit und Billigkeit seines Wesens trat bei ihm so überzeugend hervor, daß er keine Feinde hatte. Auf Grund dieses allgemeinen Vertrauens hat seiner Zeit die Verlagshandlung die neu begründete Zeitschrift in seine Hand gelegt. Durch sein tiefes Verständnis für alle physikalischen Fragen wie durch die ausgleichende Wirkung seines Wesens hat er weitgehend dazu beigetragen, das Unternehmen zur Blüte zu bringen und entstehende Schwierigkeiten zu überwinden. Wenn die Physik gegenwärtig in der Zeitschrift im Sinne der Ziele, welche ihren Begründern vorschwebten, ein Organ wissenschaftlicher Berichterstattung von ungewöhnlicher Beweglichkeit und Vielseitigkeit besitzt, so hat daran Eduard Riecke ein wesentliches Verdienst gehabt.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Bohrs Theorie der Serienspektren von Wasserstoff und Helium.

Von Eduard Riecke.

Mit stets steigendem Interesse und jugendlicher Frische verfolgte Riecke buchstäblich bis zu seinen letzten Tagen die neuen weittragenden Errungenschaften, welche der physikalischen Forschung durch die Erweiterung der Einflußsphäre des Planckschen Wirkungsquantums beschieden waren. Das viele Unklare und Unbefriedigende, das noch unüberwunden sich in diesem Gebiete einem restlosen Verstehen entgegenstellt, war ihm durchaus nicht ein Grund zur überkritischen Ablehnung. Vielmehr schöpfte er gerade daraus einen wesentlichen Teil der Freude, welche ihm seine Beschäftigung mit dem Atominnern eingebracht hat.

Restlos überzeugt von der großen Wichtigkeit und der Tragweite der neuen Ideen, war es ihm unmöglich als müßiger Zuschauer abseits am Wege zu stehen. Er empfand das Bedürfnis zunächst in möglichst weiten Kreisen das Interesse für die reizvollen neuen Probleme, welche hier zum Greifen nahe liegen, zu beleben und zu wecken. Mit dieser Absicht und in diesem Sinne verfaßte er in der allerletzten Zeit vor der Krankheit, die mit seinem Tode endigen sollte, die folgende Notiz, welche in knapper Form das Wesentliche der neueren Ansichten über das Entstehen und die Gesetzmäßigkeiten der Spektren darstellt.

Wir übergeben dieselbe der Öffentlichkeit in der Meinung damit das Angedenken des Physikers Riecke in würdigster Weise zu ehren.

P. Debye.

Die theoretische Physik des vergangenen Jahrhunderts, wie sie sich einerseits auf die Prinzipien Newtons, andererseits auf die Maxwellschen Gleichungen stützt, versagte vollständig bei zwei ebenso reizvollen als bedeutenden Problemen, zwischen denen eine gewisse Beziehung von vornherein wahrscheinlich schien. Das eine war gegeben durch das Strahlungsgesetz des schwarzen Körpers, das andere durch das Seriengesetz der Linienspektren. Das erste dieser Probleme fand seine Lösung durch Planck; er war dabei genötigt, den Kreis der früheren physikalischen Prinzipien durch ein vollkommen neues zu ergänzen, durch die Annahme einer quantenhaften Verteilung der Energie. Sie führte ihn zu der Entdeckung der Konstanten h. Während die frühere theoretische Physik für die makroskopischen Erscheinungen ihre Bedeutung behält, werden die ultramikroskopischen Vorgänge in den Atomen und Molekülen von neuen Gesetzen beherrscht, in welchen jene Konstante h eine fundamentale Rolle spielt. Man mochte vermuten, daß dies auch für die Seriengesetze gelte. Aber es blieb zunächst bei dieser unbestimmten Vermutung, und erst Bohr gelang es, auf diesem Gebiete einen entscheidenden Schritt zu tun. Es gelang ihm, für das Seriengesetz eine anschauliche und einfache Deutung zu finden. Von noch größerer Bedeutung ist es, daß er die Rydbergsche Konstante in der Tat auf die Plancksche Konstante h, sowie auf die Masse und die Ladung des Elektrons zurückzuführen vermochte. Die weitere Entwicklung der Wissenschaft mag an der Bohrschen Theorie noch manches ändern, sicher ist, daß sie schon jetzt zu höchst wertvollen Aufschlüssen geführt hat und für weitere Untersuchungen auf dem Gebiete der Spektroskopie von fundamentaler Bedeutung ist. Ein kurzer Bericht über die Bohrsche Theorie dürfte daher den Lesern dieser Zeitschrift willkommen sein.

1. Das Atommodell. In Anlehnung an die Rutherfordschen Vorstellungen macht Bohr die folgende Annahme über die Konstitution eines Atoms, beziehungsweise eines Atomions. Das Atom besitzt zunächst einen positiv geladenen Kern; die Zahl der in dem Kerne vorhandenen positiven Elementarladungen wird man nach Moseley gleich der Nummer des betreffenden Elements im periodischen System setzen. Der positive Atomkern ist umgeben von Elektronen, welche seine Ladung in ihren Fernwirkungen mehr oder weniger kompensieren. Wir beschränken uns im folgenden auf den Fall, daß der Atomkern nur ein einziges Elektron in seinen Umkreis gezogen hat. Mit Bezug auf dieses macht Bohr die folgende Annahme. Um den Atomkern herum zieht sich eine Folge von kreisförmigen Bahnen; wir numerieren sie vom Kern ausgehend mit den Zahlen 1, 2, 3, ... Die Bewegung des Elektrons ist nur dann eine stabile, wenn es in einer dieser Bahnen mit gleichförmiger Geschwindigkeit umläuft. Die Entfernungen des Elektrons von dem Atomkern, welche den aufeinander folgenden stabilen Bahnen entsprechen, seien a_1, a_2, a_3, a_4, ... Wir werden dann die zuvor gemachte Annahme noch etwas genauer formulieren müssen. Was im Raume als ruhend gedacht werden kann, ist nicht der Atomkern, sondern der Schwerpunkt von Atomkern und Elektron. Daraus folgt, daß die Halbmesser der Kreise, auf denen sich das Elektron stabil bewegen kann, nicht gleich den Entfernungen a_1, a_2, a_3, . . . sind. Denn der Mittelpunkt dieser Kreise liegt nicht im Atomkern, sondern im Schwerpunkt. Verstehen wir unter m die Masse des Atomkerns, unter μ die Masse des Elektrons, so sind die Halbmesser der Stabilitätskreise gegeben durch

$$\frac{m}{m+\mu}\cdot a_1,\quad \frac{m}{m+\mu}\cdot a_2,\quad \frac{m}{m+\mu}\cdot a_3 \ldots.$$

Zu gleicher Zeit bewegt sich der Kern auf Kreisen um den Schwerpunkt mit den Radien

$$\frac{\mu}{m+\mu}a_1,\quad \frac{\mu}{m+\mu}a_2,\quad \frac{\mu}{m+\mu}a_3,\ \ldots.$$

2. Die Stabilitätsbedingung. Das Elektron befinde sich auf irgendeinem Kreise mit der Nummer i in Rotation; die Winkelgeschwindigkeit sei ω_i, der Halbmesser des Kreises $a_i\frac{m}{m+\mu}$; dann ist die Bewegungsgröße des Elektrons, sowie der ihr gleiche Impuls gegeben durch:

$$\mu\,\omega_i a_i\frac{m}{m+\mu}.$$

Multiplizieren wir den Impuls mit dem Halbmesser des Kreises, so erhalten wir einen Ausdruck, den wir im folgenden als Impulsmoment des Elektrons bezeichnen werden.

Fügen wir noch das entsprechende Impulsmoment für den Kern hinzu, dann lautet die von Bohr eingeführte Stabilitätsbedingung für das gesamte Impulsmoment

$$\text{Impulsmoment} = \mu\,\omega_i a_i^2\frac{m}{m+\mu} = i\cdot\frac{h}{2\pi}. \quad (1)$$

Hier bedeutet i die Nummer des Kreises, auf welchem sich das Elektron bewegt. Aus der Gleichung folgt:

$$\omega_i a_i^2 = \frac{i}{2\pi}\frac{h}{\mu}\frac{m+\mu}{m}. \quad (2)$$

3. Die Gleichgewichtsbedingung. Das Gleichgewicht des Elektrons auf dem Kreise i ist dadurch bedingt, daß die Zentrifugalkraft aufgehoben wird durch die Anziehung, die der Atomkern auf das Elektron ausübt. Die Zentrifugalkraft ist gegeben durch:

$$\mu\,\omega_i^2\,a_i\frac{m}{m+\mu}.$$

Die Anziehung des Kerns durch:

$$\frac{\varepsilon E}{a_i^2}.$$

Die Gleichgewichtsbedingung wird daher:

$$\omega_i^2 a_i^3 = \frac{\varepsilon E}{\mu}\frac{m+\mu}{m}. \quad (3)$$

4. Die geometrischen und die kinetischen Verhältnisse der Elektronenbahn. Aus den Gleichungen 2 und 3 folgt:

$$a_i = \frac{1}{4\pi^2}\frac{i^2h^2}{\mu\varepsilon E}\frac{m+\mu}{m}, \quad (4)$$

$$\omega_i = 8\pi^3\frac{\mu\varepsilon^2E^2}{i^3h^3}\frac{m}{m+\mu}. \quad (5)$$

Wir wollen noch eine weitere Größe einführen, die Umdrehungszahl n_i des Elektrons in seinem Kreise. Sie hängt mit der Winkelgeschwindigkeit ω_i zusammen durch die Gleichung

$$2\pi\cdot n_i = \omega_i. \quad (6)$$

Daher wird:

$$n_i = 4\pi^2\frac{\mu\varepsilon^2E^2}{i^3h^3}\frac{m}{m+\mu} \quad (6')$$

Endlich wird die lebendige Kraft des ganzen Systems (Elektron und Kern):

$$T_i = \frac{1}{2}\mu\omega_i^2a_i^2\left(\frac{m}{m+\mu}\right)^2 + \frac{1}{2}m\omega_i^2a_i^2\left(\frac{\mu}{m+\mu}\right)^2$$

oder mit Benutzung von Gleichung 3:

$$T_i = \frac{\varepsilon E}{2a_i}. \quad (7)$$

5. Die energetischen Verhältnisse des Atommodells. Denken wir uns das Elektron in ruhendem Zustande in unendlicher Entfernung von dem Atomkerne, so wird das aus Atomkern und Elektron bestehende System eine gewisse Energie besitzen, die wir mit C bezeichnen wollen. Wir betrachten andererseits das System in seiner Bewegung auf den Stabilitätskreisen i. Seine potentielle Energie ist dann gegeben durch:

$$C - \frac{\varepsilon E}{a_i},$$

seine kinetische Energie durch:

$$T_i = \frac{\varepsilon E}{2a_i}.$$

Bezeichnen wir die Gesamtenergie des Systems mit V, so ist bei unendlicher Entfernung des Elektrons $V_\infty = C$. Auf dem Stabilitätskreise i

$$V_i = C - \frac{\varepsilon E}{a_i} + T_i.$$

Somit die Differenz

$$W_i = V_\infty - V_i = \frac{\varepsilon E}{2a_i}. \quad (8)$$

Beim Übergang vom unendlichen auf den Stabilitätskreis nimmt also die Energie ab; das aus Elektron und Atomkern bestehende System gibt eine gewisse Energie W_i nach außen ab, wenn das Elektron aus unendlicher Entfernung auf den Kreis i gelangt. Substituieren wir in dem Ausdruck für W_i an Stelle von a_i den zuvor gefundenen Wert, so ergibt sich:

$$W_i = \frac{2\pi^2\mu\varepsilon^2E^2}{i^2h^2}\frac{m}{m+\mu}. \quad (9)$$

Wie man sieht, ist die abgegebene Energie W_i um so größer, je niedriger die Nummer des Stabilitätskreises. Daraus folgt, daß Energie nach außen auch dann abgegeben wird, wenn

das Elektron von einem weiter nach außen liegenden Ringe zu einem mehr nach innen liegenden springt. Es sei k die Nummer des äußeren, i die des inneren Ringes. Dann hat die beim Übergang des Elektrons von k zu i nach außen abgegebene Energie den Betrag:

$$W_i - W_k = \frac{2\pi^2 \mu \varepsilon^2 E^2}{h^2} \frac{m}{m+\mu} \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right). \quad (10)$$

6. Die Emissionshypothese. Die vorhergehenden Gleichungen führen unmittelbar zum Seriengesetz, wenn man der Stabilitätshypothese noch die folgende Hypothese hinzufügt. Die Abgabe der Energie nach außen, welche dem Springen des Elektrons von einem Ring zum andern entspricht, erfolgt in Form einer Welle. Die Schwingungszahl dieser Welle wird bestimmt durch die Plancksche Gleichung:

$$\nu_{ik} \cdot h = W_i - W_k. \quad (11)$$

Daraus folgt:

$$\nu_{ik} = \frac{2\pi^2 \varepsilon^2 E^2}{h^3} \frac{m}{m+\mu} \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (12)$$

und das ist in der Tat nichts anderes, als das Gesetz von Rydberg. Wir erhalten eine bestimmte Serie, wenn wir die Zahl i festhalten, und der Zahl k alle möglichen Werte von $k = i + 1$ bis $k = \infty$ erteilen. Es möge noch aufmerksam gemacht werden auf einen einfachen Zusammenhang zwischen der Schwingungszahl ν_{ik} und den Umdrehungszahlen n_i und n_k:

$$\nu_{ik} = \frac{i n_i - k n_k}{2}. \quad (13)$$

Die Formel für ν_{ik} kann auch in folgender Form geschrieben werden:

$$\nu_{ik} = \frac{2\pi^2 \mu \varepsilon^4}{h^3} \frac{E^2}{\varepsilon^2} \frac{m}{m+\mu} \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right). \quad (14)$$

Hier ist nun

$$\frac{2\pi^2 \mu \varepsilon^4}{h^3}$$

eine Konstante von universellem Charakter, die wir im folgenden mit N bezeichnen wollen. Wir haben dann:

$$N = \frac{2\pi^2 \mu \varepsilon^4}{h^3} \quad (15)$$

und

$$\nu_{ik} = N \frac{E^2}{\varepsilon^2} \frac{m}{m+\mu} \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right). \quad (16)$$

Setzen wir

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 528 \times 10^{15}, \quad \varepsilon = 4{,}69 \times 10^{-10},$$
$$h = 0{,}655 \times 10^{-26},$$

so wird:

$$N = 3{,}02 \times 10^{15}. \quad (17)$$

Wir werden diese Zahl im folgenden als die Rydbergsche Zahl bezeichnen.

7. Spektrum des Wasserstoffs. Für Wasserstoff ist die Kernladung gleich ε. Setzen wir die Masse des Wasserstoffatoms gleich m_H, so wird:

$$\nu_{ik} = N \left(1 - \frac{\mu}{m_H} \right) \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right),$$

wenn nach Potenzen von $\frac{\mu}{m_H}$ entwickelt wird. Die bekannte Balmersche Serie des Wasserstoffs ergibt sich, wenn wir $i = 2$ und k der Reihe nach gleich 3, 4, 5, ... setzen.

Der Faktor

$$N \left(1 - \frac{\mu}{m_H} \right)$$

kann den Beobachtungen zufolge gleich

$$3{,}29 \cdot 10^{15}$$

gesetzt werden. Das ergibt für N den Wert

$$N = 3{,}29 \left(1 + \frac{\mu}{m_H} \right) \cdot 10^{15}.$$

Nun ist

$$\frac{\mu}{m_H} = \frac{1}{1830}$$

also mit genügender Annäherung:

$$N = 3{,}29 \cdot 10^{15}$$

ein Wert, der um 9 Proz. größer ist, als der aus der Bohrschen Theorie folgende. Der Grund der Abweichung kann in der Unsicherheit der Elementarladung ε gesucht werden; ein Fehler von 2 Proz. bei dieser würde genügen, um den Unterschied auszugleichen.

Die Halbmesser der Stabilitätsringe des Wasserstoffatoms können mit genügender Genauigkeit nach der Formel

$$a_i = i^2 \cdot \frac{h^2}{4\pi^2 \mu \varepsilon^2}$$

berechnet werden. Es ergibt sich:

$$a_1 = 0{,}556 \cdot 10^{-8} \qquad a_4 = 8{,}896 \cdot 10^{-8}$$
$$a_2 = 2{,}224 \cdot 10^{-8} \qquad a_5 = 13{,}90 \cdot 10^{-8}$$
$$a_3 = 5{,}004 \cdot 10^{-8} \qquad a_{15} = 125 \cdot 10^{-8}.$$

Bei normalem Druck und normaler Temperatur ist die Seite des Molekularwürfels gleich $16{,}5 \cdot 10^{-8}$ cm. Es würde also in diesem Falle noch der fünfte Ring im Innern des Molekularwürfels Platz haben. Die Linie H_γ entsteht dadurch, daß das Elektron vom 5. auf den 2. Ring springt. Man kann daraus schließen, daß bei normalem Druck höchstens die drei ersten Linien der Serie auftreten können. In dem Maße, in dem der Druck abnimmt, müssen auch die nach dem Ultraviolett hin liegenden Linien auftreten, eine Folgerung, welche durch die Erfahrung durchaus bestätigt wird.

8. Das Spektrum des Heliums. Bei Helium ist die Kernladung gleich 2ε, somit:

$$\nu_{ik} = 4N\left(1 - \frac{\mu}{m_{He}}\right)\left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2}\right),$$

eine Formel, die wir auch so schreiben können:

$$\nu_{ik} = N\left(1 - \frac{\mu}{m_{He}}\right)\left(\frac{1}{\left(\frac{i}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{k}{2}\right)^2}\right).$$

Wir erhalten eine erste Serie des Heliums, wenn wir $i = 4$ setzen. Ihre Schwingungszahlen sind gegeben durch:

$$\nu_{1,k} = N\left(1 - 2\frac{\mu}{m_{He}}\right)\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{\left(\frac{k}{2}\right)^2}\right).$$

Die Serie zerfällt in zwei Teilserien, welche sich dadurch unterscheiden, daß bei der einen nur gerade, bei der anderen nur ungerade Werte von k vorkommen. Wir betrachten zunächst den Fall, daß k ungerade, also von der Form $2m + 1$ ist. Dann erhalten wir die Serie:

$$\nu_{4,2m+1} = N\left(1 - 2\frac{\mu}{m_{He}}\right)\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{\left(m + \frac{1}{2}\right)^2}\right),$$

wo m der Reihe nach gleich 2, 3, 4, ... zu setzen ist. Das Elektron springt dabei von den Ringen mit ungerader Nummer auf den Ring 4. Die Serie ist keine andere als die von Pickering in dem Sterne ξ — Puppis entdeckte. Sie wurde früher dem Wasserstoff zugeschrieben. Nach der Bohrschen Theorie kann sie nur dem Helium angehören, und es darf als eine glänzende Bestätigung der Theorie gelten, daß ihre Zugehörigkeit zum Helium seitdem experimentell nachgewiesen ist.

Die zweite Teilserie erhalten wir mit $k = 2m$. Die Schwingungszahlen sind:

$$\nu_{4,2m} = N\left(1 - \frac{\mu}{m_{He}}\right)\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{m^2}\right).$$

Die Serie ist bis auf den etwas abweichenden Wert des Faktors identisch mit der Wasserstoffserie von Balmer. Die Bohrsche Theorie verlangt also bei Helium eine Serie, deren Linien, nahezu zusammenfallen mit den Linien des Wasserstoffs.

Eine weitere Serie des Heliumspektrums bekommen wir, wenn das Elektron auf den dritten Ring springt. Ihre Formel ist:

$$\nu_{3,k} = N\left(1 - \frac{\mu}{m_{He}}\right)\left(\frac{1}{(1{,}5)^2} - \frac{1}{\left(\frac{k}{2}\right)^2}\right).$$

Auch diese Serie spaltet sich in zwei, je nachdem k gerade oder ungerade. Wir erhalten für die Teilserien die Formeln:

$$\nu_{3,2m} = N\left(1 - \frac{\mu}{m_{He}}\right)\left(\frac{1}{(1{,}5)^2} - \frac{1}{m^2}\right),$$

$$\nu_{3,2m+1} = N\left(1 - \frac{1}{m_{He}}\right)\left(\frac{1}{(1{,}5)^2} - \frac{1}{\left(m + \frac{1}{2}\right)^2}\right).$$

Von diesen Serien wurde die erste ebenfalls dem Wasserstoff zugeschrieben und als eine Hauptserie des Wasserstoffs bezeichnet. Sie kann aber nach der Bohrschen Theorie nur beim Helium auftreten, und Fowler hat nachgewiesen, daß sich die Sache in der Tat so verhält. Er hat ebenso die zweite Teilserie, welche beim Springen des Elektrons von den ungeradzahligen Ringen auf den dritten Ring entsteht, beobachtet. Außerdem hat er noch die Serien $\nu_{2,k}$ und $\nu_{1,k}$ beim Helium aufgefunden.

All die besprochenen Serien des Heliums entstehen, wenn ein zweiwertiges positives Heliumatom sich durch Anlagerung eines Elektrons in ein einwertiges verwandelt. Die bekannten Haupt- und Nebenserien des Heliums und des Parheliums werden durch die Bohrsche Theorie vorläufig nicht erklärt.

Die Vergleichung des Wasserstoffspektrums mit dem Spektrum des einwertigen Heliumions führt zu einer weiteren höchst bemerkenswerten Bestätigung der Theorie. Das Verhältnis der Faktoren, mit welchen die Differenz $\left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2}\right)$ bei Wasserstoff und $\left(\frac{1}{\left(\frac{i}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{k}{2}\right)^2}\right)$ bei Helium multipliziert wird, ist gegeben durch

$$\frac{1 - \frac{\mu}{m_H}}{1 - \frac{\mu}{m_{He}}} = 1 - \frac{3}{4}\cdot\frac{\mu}{m_H}.$$

Man kann also das Verhältnis $\frac{\mu}{m_H}$ berechnen, sobald die betreffenden Faktoren für Wasserstoff und für Helium experimentell bestimmt sind. Der so erhaltene Wert stimmt vollkommen überein mit dem aus der spezifischen Ladung der Kathodenstrahlen berechneten.

9. Ringe mit einer größeren Anzahl von Elektronen. Die Ergebnisse, zu welchen die Bohrsche Theorie bei Wasserstoff und Helium geführt hat, sind ebenso überraschend als bedeutsam. Bei der Ausdehnung der Theorie auf Elemente von höherem Atomgewicht ergeben sich aber mancherlei Schwierigkeiten. Wir beschränken uns daher auf die Besprechung eines Falles, der in Verbindung mit den Messungen Moseleys an den Fluoreszenzstrahlen der Metalle ein besonderes Interesse gewonnen

hat. Der Atomkern, dessen Ladung wie früher mit E bezeichnet werde, ist umgeben von Stabilitätskreisen mit den Nummern 1, 2, 3, ... Auf einem beliebigen dieser Kreise befinde sich aber jetzt nicht nur ein einziges Elektron, sondern eine Anzahl von p-Elektronen. Die Emission der Ätherwellen erfolgt dadurch, daß alle Elektronen gleichzeitig von einem äußeren Ringe zu einem inneren überspringen. Eine Vereinfachung ergibt sich gegenüber den früheren Betrachtungen. Der Schwerpunkt von Kern und Ring fällt in den Mittelpunkt des Kernes; die Unterscheidung zwischen Halbmesser des Ringes und Abstand der Elektronen vom Kern fällt daher weg. Die Stabilitätsbedingung bleibt dieselbe wie früher. Die Gleichgewichtsbedingung dagegen gewinnt eine etwas andere Form. Wir betrachten den Ring a_i. Ein einzelnes auf ihm befindliches Elektron unterliegt der Wirkung der Zentrifugalkraft, der Anziehung des Kernes und den abstoßenden Kräften, welche die übrigen $p-1$-Elektronen des Ringes auf das herausgegriffene Elektron ausüben. Dieses letztere habe die Nummer p; wir ziehen durch dasselbe einen Kreishalbmesser und machen ihn zur Achse eines Polarkoordinatensystems. Dann ist der Winkel, welchen der nach dem Elektron s gezogene Halbmesser mit der Achse einschließt, $s \cdot \frac{2\pi}{p}$. Der Abstand des betreffenden Elektrons von dem Elektron p ist gegeben durch:

$$2a_i \cdot \sin \frac{s\pi}{p}.$$

Die Komponente der von s auf p ausgeübten Kraft nach der Richtung des Radius wird

$$\frac{\varepsilon^2}{4a_i^2} \frac{1}{\sin \frac{s\pi}{p}}.$$

Daraus ergibt sich für die gesamte Abstoßung, welche von den $p-1$-Elektronen des Ringes auf das $p$te Elektron ausgeübt wird, der Wert:

$$\frac{\varepsilon^2}{4a_i^2} \sum_{1}^{p-1} \frac{1}{\sin \frac{s\pi}{p}}.$$

Wir setzen zur Abkürzung:

$$s_p = \frac{1}{4} \sum_{1}^{p-1} \frac{1}{\sin \frac{s\pi}{p}}. \qquad (18)$$

Die gesamte elektrische Kraft, welche auf das $p$te Elektron wirkt, ist hiernach gegeben durch:

$$F = -\frac{\varepsilon}{a_i^2} \left\{ E - s_p \varepsilon \right\}.$$

Die Gleichgewichtsbedingung kommt darnach auf die Form:

$$\omega_i^2 a_i^3 = \frac{\varepsilon}{\mu} \left\{ E - s_p \varepsilon \right\}. \qquad (19)$$

Hier bezeichnet ω_i die gemeinsame Winkelgeschwindigkeit der Elektronen. Die Stabilitätsbedingung ist wie früher:

$$\omega_i a_i^2 = i \frac{h}{2\pi\mu}. \qquad (20)$$

Daraus folgt:

$$\left.\begin{aligned} a_i &= \frac{i^2 h^2}{4\pi^2 \mu \varepsilon} \frac{1}{E - s_p \varepsilon} \\ \omega_i &= \frac{8\pi^3 \mu \varepsilon^2 (E - s_p \varepsilon)^2}{i^3 h^3} \\ n_i &= \frac{4\pi^2 \mu \varepsilon^2 (E - s_p \varepsilon)^2}{i^3 h^3}. \end{aligned}\right\} \qquad (21)$$

Für die energetischen Verhältnisse ergibt sich folgendes. Denken wir uns die Elektronen ins Unendliche zerstreut und ohne Geschwindigkeit, so wird das System eine gewisse Energie besitzen, die wir mit $V_\infty = C$ bezeichnen. Rücken die Elektronen auf den Stabilitätskreis a_i, so ist die potentielle Energie, welche dem Systemkern einerseits, Systemring andererseits entspricht gleich:

$$C - p \frac{\varepsilon E}{a_i}.$$

Dazu kommt noch die potentielle Energie des Ringes auf sich selbst. Für diese ergibt sich der Ausdruck:

$$p \frac{\varepsilon^2}{4a_i} \times \sum_{1}^{p-1} \frac{1}{\sin \frac{s\pi}{p}} = p \cdot \frac{s_p \varepsilon^2}{a_i}.$$

Die gesamte kinetische Energie des Ringes wird:

$$T_i = p \frac{1}{2} \mu \omega_i^2 a_i^2$$

oder mit Benutzung der Gleichgewichtsbedingung:

$$T_i = p \frac{\varepsilon}{2a_i} (E - s_p \varepsilon).$$

Die gesamte Energie des aus Kern und Ring bestehenden Systems wird somit:

$$V_i = C - p \frac{\varepsilon E}{2a_i} + p s_p \frac{\varepsilon^2}{2a_i}.$$

Die Differenz zwischen der Energie in dem Zustand unendlicher Zerstreuung und der Energie des aus Kern und Ring bestehenden Systems wird somit:

$$W_i = V_\infty - V_i = p \frac{\varepsilon}{2a_i} (E - s_p \varepsilon) = T_i.$$

Setzen wir für a_i seinen Wert, so wird:

$$W_i = p\,\frac{2\pi^2\mu\varepsilon^2(E - s_p\varepsilon)^2}{i^2h^2}.$$

Diese Energie muß ebenso wie die in den früheren Fällen von dem System nach außen abgegeben werden. Ebenso ergibt sich eine Energieabgabe, wenn sämtliche Elektronen gleichzeitig von einem Ring mit der höheren Nummer k zu einem Ring mit der niedrigeren Nnmmer i springen. Ihr Betrag ist:

$$W_i - k_k = p\,\frac{2\pi^2\mu\varepsilon^2(E - s_p\varepsilon)^2}{h^2}\left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2}\right).$$

Die Energie wird nach der Bohrschen Hypothese wieder in der Form einer Welle abgegeben. Für jedes einzelne Elektron hat die Energie den Wert $\nu_{ik}.h$, wo ν_{ik} wieder die der Welle entsprechende Schwingungszahl bezeichnet. Die von den p-Elektronen abgegebene Energie wird dann:

$$p\,\nu_{ik}h = W_i - W_k.$$

Daraus folgt dann:

$$\nu_{ik} = \frac{2\pi\mu\varepsilon^2(E - s_p\varepsilon)^2}{h^3}\left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2}\right),$$

oder:

$$\nu_{ik} = \mathrm{N}\left(\frac{E}{\varepsilon} - s_p\right)^2\left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2}\right).$$

$\frac{E}{\varepsilon}$ gibt an, wieviel Elementarladungen der Kern besitzt. Wir wollen diese Zahl bezeichnen mit Z, und erhalten dann die Formel:

$$\nu_{ik} = \mathrm{N}(Z - s_p)^2\left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2}\right).$$

Außerdem gilt wieder die Beziehung:

$$\nu_{ik} = \frac{i\,n_i - k\,n_k}{2}.$$

Springt das Elektron von dem zweiten Ring auf den ersten, so wird:

$$\nu_{1,2} = \frac{3}{4}\,\mathrm{N}(Z - s_p)^2.$$

Findet das Springen statt vom dritten zum zweiten Ring, so ergibt sich:

$$\nu_{2,3} = \frac{5}{36}\,\mathrm{N}(Z - s_p)^2.$$

Beide Formeln finden Anwendung auf die Wellenlängen der von Moseley untersuchten Fluoreszenzstrahlen der Metalle. Die Zahl s_p hat für verschiedene p die folgenden Werte.

$s_2 = 0{,}25$, $s_3 = 0{,}58$, $s_4 = 0{,}96$, $s_5 = 1{,}38$,
$s_6 = 1{,}83$, $s_8 = 2{,}81$, $s_{10} = 3{,}86$, $s_{15} = 6{,}76$.

(Eingegangen 25. Juni 1915.)

Über kleinste Quecksilberkugeln. (Deren Mechanik, Optik und elektrische Ladung.)

Zum Teil Bemerkungen an die Herren A. Schidlof und A. Karpowicz.

Von Felix Ehrenhaft.

Mit Tafel XI und XII.

§ 1. Übereinstimmung der aus dem Stokes-Cunninghamschen Gesetze mit den aus der Farbe des zerstreuten Lichtes gefolgerten Größen sehr kleiner Kugeln.

Wie ich in meinen Abhandlungen[1]) ausgeführt habe, sind es drei verschiedene voneinander völlig unabhängige Wege, welche die Größe einzelner Materieteilchen von der Ordnung 10^{-5} bis 10^{-6} cm, also von Partikeln überwiegend unter der Grenze der Leistungsfähigkeit der Mikroskope, zu bestimmen gestatten.

Auf dem ersten Weg, der sich an den althergebrachten anlehnt, bestimmt man die Beweglichkeit und damit auch den Radius des in einem Gase gleichförmig fallenden Kügelchens aus dessen gemessener mittlerer Fallgeschwindigkeit unter Zugrundelegung der Widerstandsgesetze für den gleichförmigen Fall von Kugeln im Gase; für solche habe ich die Anwendung der Cunninghamschen Korrektur am Stokesschen Gesetze eingeführt.[2]) Der zweite Weg, in seinen Voraussetzungen unabhängig von der Form und Dichte der Partikeln, bestimmt deren Beweglichkeit und Größe nach dem Einstein-, de Broglie-, Weißschen Verfahren[3]) der Berechnung aus den Abweichungen der Geschwindigkeiten von dem Mittelwerte derselben zufolge der Brownschen Bewegung der Partikelchen im Gase.

Wenn es auch schon nach dem optischen Bilde, wie ich oft auseinandersetzte, evident ist, daß die zufolge letzterer Theorie errechneten Partikelgrößen (manchmal bis zu 100 Proz.) zu große Werte ergeben,[4]) ist die dezidierte Entscheidung zugunsten des ersterwähnten Weges erst auf dem dritten Wege gefallen, den ich in dieser Zeitschrift[5]) auseinandersetzte.

Die Farbe des von einem einzelnen Goldkügelchen oben erwähnter Größenordnung senkrecht zur Richtung der dasselbe beleuchtenden Strahlen zerstreuten Lichtes ist unzweideutig und leicht beobachtbar. Wie ich an erwähnter

1) Vgl. F. Ehrenhaft, diese Zeitschr. **15**, 952, 1914.
2) F. Ehrenhaft, Wiener Akademieberichte, Bd. **119** (IIa), 860, 1910.
3) E. Weiß, Wiener Akademieberichte, Bd. **120** (IIa), 1021, 1911.
4) Vgl. F. Ehrenhaft, C. R. **158**, 1071, 1914 und neuerdings D. Konstantinowsky, Ann. d. Phys. **46**, 295, 1915.
5) l. c.

Stelle näher ausführte, wird für die Farbe dieses Lichtes die erste elektrische Schwingung charakteristisch, die sich für die hier in Betracht kommenden Größen unter Zugrundelegung der optischen Konstanten für Gold berechnen ließ. So konnte ich aus der Farbe dieser Goldteilchen direkt auf deren Größen schließen; und diese Größen stimmen vollkommen mit jenen überein, die sich unter Zugrundelegung des Cunninghamschen Gesetzes (Spezialfall $f = 0$) aus der mittleren Fallgeschwindigkeit der Partikel errechnen lassen.

Damit waren zwei unabhängige und in ihren Resultaten untereinander völlig übereinstimmende Wege gefunden; die Möglichkeit der mikroskopischen Messung von Einzelpartikeln war also gleichsam in das untermikroskopische Gebiet fortgesetzt. So wurde der Gültigkeitsbereich des Cunninghamschen Gesetzes — für höhere Größenordnungen bereits exakt begründet[1]) — auch noch auf diese Größenordnung erweitert, woraus wieder gefolgert werden muß, daß sich unter Zugrundelegung der Theorie der Brownschen Bewegung zu kleine Beweglichkeiten, also zu große Radien ergeben. Damit ist auch die Notwendigkeit der von mir bereits in den Comptes rendus geforderten Korrektur am Einsteinschen Gesetze für diese Größenordnung in Gasen erwiesen.[2])

Solch kleine Goldkügelchen beugen im Gase je nach ihrer Größe orangefarbiges, gelbes Licht mit grünem Stich oder grünes Licht ab. Dagegen wurden Goldteilchen, die, beleuchtet mit den Strahlen einer Bogenlampe, blau erscheinen, nicht beobachtet; vollkommen in Übereinstimmung mit den Resultaten der Berechnung, welche nur ganz geringe Intensitäten der kurzwelligen Strahlen im Vergleiche mit den anderen ergibt.

Es zeigen aber die Beobachtungen D. Konstantinowskys, daß sehr kleine Quecksilberkügelchen, beleuchtet mit den Strahlen einer Bogenlampe, tief azurblaues Licht abbeugen.[3]) Berechnet[4]) man nun auch für dieses Metall unter Zugrundelegung der spezifischen optischen Konstanten[5]) desselben die erste elektrische Schwingung im Gase für verschiedene Radiengrößen, dann ergibt sich Fig. 1, in welcher analog wie in meiner vorigen Abhandlung[1]) die doppelte Intensität des von dem Kügelchen abgebeugten Lichtes, geteilt durch dessen Radius, als Ordinate den Wellenlängen als Abszissen zugeordnet ist.

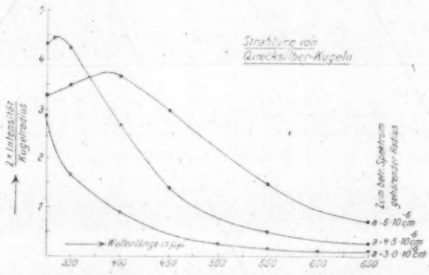

Fig. 1.

Die Intensitätsmaxima liegen hier bei den kurzwelligen Strahlen und wandern mit abnehmenden Radien der strahlenden Kugeln gegen kürzere Wellen. Das Maximum der Intensität des von einer Kugel vom Radius $6 \cdot 10^{-6}$ cm ausgestrahlten Lichtes liegt bei $\lambda = 390\ \mu\mu$, der Kugel vom Radius $4{,}5 \cdot 10^{-6}$ cm bei $\lambda = 335\ \mu\mu$, während das Maximum der Kugel vom Radius $3 \cdot 10^{-6}$ cm bei $\lambda = 325\ \mu\mu$ noch nicht erreicht ist. Der Intensitätsverteilung im sichtbaren Teile des Spektrums nach zu urteilen, enthält die Ausstrahlung eines Kügelchens vom Radius $6 \cdot 10^{-6}$ cm aber noch soviel langwelliges und mittelwelliges Licht, daß bei Beleuchtung durch Kohlenlichtbogen, bei dem die blauen Strahlen bekanntlich gegen die anderen stark zurücktreten, die blaue Farbe der abgebeugten Strahlen noch nicht zur Geltung kommen kann; dagegen tritt gerade diese bei Kügelchen vom Radius $3 - 4 \cdot 10^{-6}$ cm allein merklich in den Vordergrund. Es müssen also Quecksilberkügelchen dieser Größenordnung der Theorie nach, senkrecht zur Richtung der beleuchtenden Strahlen beobachtet, tief blaues Licht abbeugen; tatsächlich erscheinen, wie schon erwähnt, die kleinen Quecksilberkügelchen im Mikroskope, justiert senkrecht zur Richtung der beleuchtenden Strahlen tief azurblau.

Nach vorerwähnter optischer Berechnung muß man also schließen, daß diese blauen Kügelchen einen Radius von $3 - 4 \cdot 10^{-6}$ cm haben. Anderseits berechnet sich der Radius aus deren mittlerer Fallgeschwindigkeit unter Zugrundelegung des Cunninghamschen Ge-

1) Vgl. diesbezüglich F. Ehrenhaft, Wiener Berichte **123**, IIa, 85, 1914, die Ausführungen betreffend M. Knudsen-S. Weber und Mc. Keehan.

2) F. Ehrenhaft, C. R. **158**, 1071.

3) D. Konstantinowsky, l. c. 270; ferner Wiener Akademieberichte **123** (IIa), 1738, 1914.

4) Frl. Gerda Laski hat die diesbezüglichen numerischen Rechnungen ausgeführt, wofür ich ihr bestens danke.

5) W. Meier, Ann. d. Phys. **31**, 1033, 1910.

1) F. Ehrenhaft, diese Zeitschrift **15**, 953, 1914, Fig. 1.

setzes ($f = 0$) zu $3{,}6 \cdot 10^{-6}$ cm, also in vollkommener Übereinstimmung mit dem oben berechneten Radius aus der Farbe des Partikels.[1])

Es ist also im Vorstehenden erneuert ein eindeutiger Beweis geführt, daß selbst für so kleine Quecksilberkügelchen, deren Radien nur mehr ca. den zehnten Teil der Lichtwellenlängen betragen, das Stokes-Cunninghamsche Gesetz zuverlässige Resultate gibt; denn die aus diesem resultierenden Größen stimmen mit den auf rein optischem Wege gewonnenen vollkommen überein.[2])

§ 2. Die kleinsten bisher sichergestellten elektrischen Ladungen.

Da man aber nunmehr zwei zuverlässige und in ihren Resultaten untereinander völlig übereinstimmende Wege hat, die Größen bzw. Massen solcher Partikelchen einzeln zu messen, kann man nach der von mir vor mehreren Jahren angegebenen und seither mehrfach detailliert beschriebenen Methode alle auf solche kleine Kugeln wirkenden Kräfte (elektrischer, magnetischer Natur, des Lichtdruckes usw.) messen.

Aus dem Gewicht $m \cdot g$ der Partikelchen kann man die von diesen getragene elektrische Ladung durch Messung jener Spannungen, die im gegebenen elektrischen Felde gerade Fall- bzw. Steigbewegung des Kügelchens einleiten, einengen[3]). Bei Umladungen desselben Kügelchens stellt das größte gemeinsame Maß aller Ladungen, die das Partikel hintereinander annimmt, die kleinste auf diesem Kügelchen konstatierbare Elektrizitätsmenge oder ein Vielfaches derselben dar, wenn man die Elektrizität überhaupt als quantenhaft konstituiert ansieht. Es wird so die Größe dieser Ladung wenigstens nach der einen Seite, nach oben hin, begrenzt. Dabei ist die Bestimmung vorerwähnter beider Spannungen für jede der Ladungen in der Methode von prinzipieller Wichtigkeit, weil damit die Fehlergrenze fixiert und jede Willkür in der Bestimmung jener einfachsten Zahlen, die sich wie die Ladungen, welche das Kügelchen hintereinander getragen hat, verhalten, ausgeschaltet ist.

So fand ich z. B. die kleinste elektrische Ladung, die auf einem Quecksilberkügelchen noch konstatierbar war, zu

$$2 \cdot 10^{-11} \text{ elektrostat. Einh.,}$$

also ca. nur zum zwölften Teile der angeblichen Elektronenladung. Aus mehrfachen Gründen war ich jedoch schon damals zu dem Schlusse genötigt, daß diese Ladung noch keineswegs die untere Grenze der in der Natur existierenden darstellt; seither hat sich meine Behauptung auch bestätigt, da es D. Konstantinowsky noch gelungen ist, Einzelladungen von der Größe

$$9 \cdot 10^{-12} \text{ elektrostat. Einh.,}$$

sicherzustellen.[1])

Aber auch in dieser Ladung ist aller Erwartung nach die untere Grenze der in der Natur isoliert existierenden Ladungen noch nicht zu erblicken, denn wie im folgenden Kapitel näher erörtert wird, verschiebt sich die Grenze der Sichtbarkeit der Partikeln unter sonst gleichen Umständen mit Zunahme des Produktes des Quadrates der Apertur der beleuchtenden in das des sichtbar machenden Strahlenbüschels nach unten. Das Sichtbarwerden von Kügelchen noch kleinerer Kapazität läßt dann noch weitere Abnahme der Ladung mit der des Radius des Trägers erwarten.[2])

§ 3. Apertur und Sichtbarkeitsgrenze bei mikroskopischer Dunkelfeldbeleuchtung.

Nach bekannten Prinzipien, die schon Siedentopf und Zsigmondy[3]) erörterten, ist, — abgesehen von dem allgemeinen Erfordernis einer völligen Dunkelfeldbeleuchtung, daß in dem zur Sichtbarmachung verwendeten Beugungskegel keiner der beleuchtenden Strahlen enthalten ist, also daß die Beobachtung auf ganz schwarzem Hintergrunde erfolgt, — die untere Größengrenze Δs der Lineardimension eines in dem von ihm mit der spezifischen Intensität k zerstreuten Lichte gleichsam selbstleuchtenden Teilchens durch

$$\Delta s = \frac{n}{a_1 \cdot a_2} \sqrt{\frac{2g}{\pi \cdot k}} \qquad (1)$$

gegeben. Hierin bedeuten a_1 bzw. a_2 die Apertur des beleuchtenden bzw. das Partikel sichtbar machenden Strahlenkegels, n den Brechungsexponenten des Mediums, in welchem die zerstreuten Strahlen sichtbar gemacht werden und

1) Aus der Brownschen Bewegnng nach dem Einstein-, de Broglie-, Weißschen Verfahren, der zweiten eingangs angeführten Rechnungsart, würde sich dieser Radius um ca. 80 Proz. zu groß ergeben, ganz ebenso wie ich dies bei kleinen Goldkügelchen in dieser Zeitschrift l. c. schon nachgewiesen habe. (Vgl. diesbezüglich D. Konstantinowsky l. c.)

2) Wenn Herr Schidlof bemerkt, daß das Cunninghamsche Gesetz auf so kleine Kügelchen überhaupt nicht anwendbar zu sein scheint, ohne für diese Behauptung eine Begründung anzugeben, kann dieselbe nicht in Diskussion gezogen werden.

3) Vgl. die Ungleichung (2) S. 232 dieser Abhandlung.

1) l. c.

2) Auf diesen Umstand habe ich insbesondere schon aufmerksam gemacht, als ich die Partikelgrößen der geladenen Kügelchen der einzelnen Autoren verglich und darauf hinweisen mußte, daß die auffallenden Resultate in der von diesen Autoren gewählten Optik begründet sind. (Vgl. l. c. Wiener Akademieberichte **123**, (IIa), 115, 1914.

3) Ann. d. Phys. **10**, 1, 1903.

s die Grenze der Lichtempfindlichkeit des menschlichen Auges (10^{-8} Meterkerzen). Verschiebt sich As ungünstigerweise bei allen Untersuchungen in Gasen ohnehin nach oben, weil man auf die Anwendung homogener Immersion verzichten muß, und ist auch hier wie bei den Flüssigkeiten eine Beschränkung in der Auswahl möglichst hoher Aperturen durch die senkrechte Anordnung der beiden Objektive, von welchem eines als Strahlenkondensor, das andere als Mikroskopsystem in Verwendung tritt, gegeben, so tritt bei vorliegenden Versuchen eine weitere Beschränkung in der Auswahl möglichst hochaperturiger Systeme durch den Umstand ein, daß der Plattendurchmesser des elektrischen Kondensators, in dem die Kügelchen zur Beobachtung gelangen, wegen der Homogenität des Feldes nicht beliebig herabgesetzt werden kann. Es erweist sich aber auch in Gasen ein Objektiv von der Apertur 0,3 (etwa Zeiß' Achromat AA) als außerordentlich zweckentsprechend, da dieses nicht nur den für die Homogenität des Kondensators nötigen Objektabstand, sondern auch noch eine ausreichende Apertur als Kondensor in sich vereinigt. Ebenso wird als auflösendes System ein Mikroskopsystem von der Apertur 0,3 genommen; durch ein passend gewähltes Okular kann die Vergrößerung beliebig erhöht werden. Auf diese Weise werden die beleuchtenden Strahlen in der Mitte des Kondensators zu einem kreisförmigen Strahlenbündel vom Durchmesser von ca. $^1/_5$ mm zusammengeschnürt und es gelangen die Partikeln mit Hilfe des senkrecht zu diesem Strahlenbündel geführten Mikroskopes im homogenen Teile des Kondensators in einer vertikalen Ebene 7,5 mm von der Frontlinse entfernt zur Beobachtung. Mit einem solchen System können unter Anwendung von Sonnenstrahlen noch Kügelchen vom Radius $1{,}4 \cdot 10^{-6}$ cm als untere Grenze sichtbar gemacht und in ihren Bewegungen messend verfolgt werden, wie die einfache Rechnung nach Formel 1 beweist.

§ 4. Berechnung der kleinsten Partikelgröße, die mit Schidlofs Fernrohrsystem noch wahrgenommen werden kann.

Schon früher[1]) und erneuert in der Abhandlung 1914[2]) habe ich auf die Nachteile hingewiesen, welche eine unvollkommene Optik, etwa die Beobachtung kleinster Objekte mit einem Fernrohr im Gefolge hat.[3]) Ein neues typisches Beispiel einer solchen Anordnung stellt die in den C. R. von A. Schidlof und J. Murczynowska beschriebene und in dieser Zeitschrift durch photographische Abbildung reproduzierte Optik der Herren A. Schidlof und A. Karpowicz dar.[1]) Dieser Photographie und den Angaben der Autoren zufolge durchleuchten sie mit einem photographischen Objektiv als Strahlenkondensor einen kreisförmigen Plattenkondensator, dessen Scheibendurchmesser 10 cm, dessen Plattenabstand 0,5 cm beträgt. Das Beleuchtungsobjekt dürfte schätzungsweise 30 cm vom Kondensatormittel entfernt sein. Die Autoren stellen eine Art Dunkelfeldbeleuchtung her, indem sie senkrecht zu den beleuchtenden Strahlen ein Beobachtungsfernrohr justieren, dessen Objektiv von dem zur Beobachtung gelangenden Partikel eine nach der Meinung der Autoren relativ kurze Entfernung von 25 cm hat.

Legt man sich zunächst die Frage über die untere Größengrenze der Lineardimension des Partikels, welche mit diesem Fernrohrsystem noch zur Beobachtung gelangen kann, vor, so scheinen fürs erste die Angaben über die Apertur des Strahlenkondensors und Beobachtungsfernrohres zu fehlen, die Schidlof bisher noch nicht publiziert hat.

Für die Beurteilung der Leistungsfähigkeit dieses optischen Systems kann man aber zunächst auf die nähere Kenntnis der beiden Objektive verzichten, wenn man bedenkt, daß kein größerer Öffnungskegel der beleuchtenden und abbildenden Strahlen zur Sichtbarmachung ausgenützt werden kann, als es die Öffnung des von diesen Autoren benützten Kondensators (5 : 0,25) selbst zuläßt. Die Apertur desselben bleibt also unter 0,05. Aber auch diese Öffnung ist nur eine obere nicht erreichbare Grenze, weil die Öffnung des beleuchtenden Kegels stets kleiner sein muß, als die des Kondensators. Anderenfalls würde an den Kanten des Kondensators eine Abschneidung und demzufolge eine diffuse Reflexion der Strahlen eintreten, welche die Dunkelfeldbeleuchtung stört und einen erleuchteten Hintergrund erzeugt; denn es müssen dann auch direkte Strahlen der Beleuchtungsquelle in das Auge gelangen, welche, da sie von weit größerer Intensität sind, das von den kleinen Partikeln abgebeugte Licht überfluten.

Berechnet man für obige Apertur die Grenze der Lineardimension eines Partikels, das noch wahrgenommen werden könnte, dann kann man,

1) Diese Zeitschr. **12**, 262, 1911.
2) l. c. Wiener Akademieberichte.
3) Solche ungünstige Systeme benützten z. B. R. A. Millikan, A. Joffé, Edgar Meyer und Walter Gerlach usw.

1) A. Schidlof u. J. Murczynowska, C. R. **156**, 304; A. Schidlof und A. Karpowicz, C. R. **158**, 1992; diese Zeitschr. **16**, 42, 1915.

falls wir die praktisch bei weitem nicht erreichbare Annahme machen, daß das Partikel so intensiv selbststrahlend sei wie die Sonne — also die spezifische Intensität der von demselben gebeugten Strahlen gleich der der Sonnenstrahlen (ca. 10^3 Hefnerkerzen/mm^2) gesetzt — nur mehr ein Partikel von der Lineardimension ca. $1{,}01 \cdot 10^{-4}$ cm, also vom Radius $5 \cdot 10^{-5}$ cm als unterste Grenze wahrnehmen. Die Autoren können also mit der von ihnen benützten Optik das untermikroskopische Gebiet überhaupt nicht erreichen.

§ 5. Schidlofs Deutung seiner Versuche; Widerspruch dieser mit der aller anderen Autoren.

Die Partikel (Konduktoren der zu messenden elektrischen Ladungen) erzeugt Schidlof, indem er vermittelst eines gläsernen Zerstäubers (Pulvrisateur) Quecksilber durch einen sehr heftigen Luftstrom zerreißt. Bei jedem derartigen Flüssigkeitszerstäuber tritt, wie ich vorwegnehmen will, naturgemäß an jener Stelle, wo der Luftstrahl austritt, eine starke Expansion und daher Übersättigung der Gase ein, welche bekanntlich unter gewissen Umständen das Entstehen von flüchtigen Kondensationsnebeln zur Folge hat.

Es werden sodann nach Schidlofs Angaben durch das Fernrohr im Kondensator helle Punkte sichtbar, an welchen der Autor eine konstante Zunahme der Falldauer und eine damit verbundene Abnahme der Steigdauer im elektrischen Felde konstatierte. Gleichzeitig nimmt das von diesen Partikeln ins Fernrohr reflektierte Licht immer mehr an Intensität ab, bis die Partikel bei den bereits beschriebenen optischen Hilfsmitteln sich der Sichtbarkeit ganz entziehen. Diese Verkleinerung der Teilchen wird zwar bei Abdunkelung der beleuchtenden Strahlen verlangsamt, aber keineswegs ganz verhindert. Auch geben die Autoren an, daß niemals eine Zunahme oder auch nur Konstanz der Fallgeschwindigkeit beobachtet wurde. Selbst wenn die untere Kondensatorplatte mit großen Quecksilbertropfen bedeckt ist, so daß die Atmosphäre mit Quecksilberdampf zweifellos gesättigt war, hält der Effekt an. Diese Erscheinung ist nicht nur wenn der Kondensator zuerst ausgepumpt und sodann mit staubfreier Luft gefüllt wurde, sondern auch in reinem mit P_2O_5 getrocknetem Stickstoff eingetreten. Dabei muß ich aber die auffallende und für die weitere Deutung höchst wichtige Tatsache konstatieren, die von den Autoren nicht gewertet wurde, daß die Erscheinung im getrockneten Stickstoff wesentlich heftiger verläuft, als im ungetrockneten Gase. Denn in ersterem sinkt die Fallgeschwindigkeit nach den Kurven geurteilt[1]) in 30 Minuten von 77 auf $28{,}10^{-3}$ cm/sek. in letzterem in derselben Zeit von 53 auf nur $38{,}10^{-3}$ cm/sek. Diese an Masse außerordentlich rasch einbüßenden Partikelchen würden, wenn sie als Quecksilber aufgefaßt werden könnten, innerhalb 30 Minuten vom Radius $6{,}67 \cdot 10^{-5}$ cm bis zum Radius $3{,}88 \cdot 10^{-5}$ oder ein anderes vom Radius $5{,}47 \cdot 10^{-5}$ auf $4{,}58 \cdot 10^{-5}$ cm abnehmen.[2]) Diese Massenabnahme hat Herr Schidlof, wie dies in analogen auf S. 235 noch näher zu erörternden Fällen bei flüchtigen Substanzen in von diesen ungesättigtem Raume oftmals beobachtet und richtig gedeutet wurde, zunächst auch bei Quecksilber als eine Verdampfung gedeutet, trotzdem er sich der Schwierigkeiten einer solchen Deutung in Anbetracht der außerordentlichen Schwerflüchtigkeit dieser Substanz und ferner bei Auftreten derselben raschen Massenabnahme auch in der vom Quecksilber zweifellos gesättigten Atmosphäre bewußt war. Da aber seine Annahme, wie er selbst zugibt, in Anbetracht der Mikrophotographien, die ich in dieser Zeitschrift[3]) veröffentlichte, und die exakt nachweisen, daß kleine Quecksilberkügelchen, zerstäubt im galvanischen Lichtbogen, nicht verdampfen, widerlegt erscheint, ist Schidlof versuchsweise zu einer anderen Erklärung übergegangen. „Durch Gasreibung könnten von der Oberfläche des im Gase bewegten Quecksilbertröpfchens Teilchen losgelöst werden, so daß die Masse des Tröpfchens allmählich abnimmt.[4])"

Die Unhaltbarkeit dieser Hypothese wird aber evident, wenn man bedenkt, daß diese Kügelchen im ganzen einen Weg von höchstens 50 bzw. 10 cm im Gase zurücklegten und diesen mit einer Relativgeschwindigkeit gegen das umliegende Gas von $3{,}5 \cdot 10^{-2}$ bzw. $6 \cdot 10^{-3}$ cm/sek. Nach Schidlofs Ansicht wäre bei Öl der Koeffizient der inneren Reibung ($\eta = 0{,}989$) zu groß, als daß Abreibung an

1) C. R. **158**, p. 1992 Figur scheint als Ordinate statt 30 richtig 20 einzutreten.

2) Diese Zeitschr. l. c. Beobachtung Nr. 33 bzw. Nr. 36.

3) Diese Zeitschr., **15**, 955, 1914.

4) Ob diese an sich so unplausible Hilfshypothese stichhaltig ist, hätte sich der Autor sofort überzeugen können, wenn er die Massenabnahme seiner von ihm als Quecksilber gedeuteten Partikelchen im Gase schwebend, also relativ gegen die Umgebung ruhend, beobachtet hätte. Es kann nach den Auseinandersetzungen vorliegender Studie nicht gezweifelt werden, daß diese Tröpfchen auch schwebend in getrockneter Luft an Masse kontinuierlich verloren und sich schließlich ebenso wie die langsam bewegten Tröpfchen der Sichtbarkeit entzogen hätten.

den Luftschichten ($\eta = 1{,}911 \cdot 10^{-4}$) erfolgen könne, dagegen schließe der wesentlich kleinere Koeffizient der inneren Reibung des Quecksilbers ($\eta = 1{,}589 \cdot 10^{-2}$) eine Abreibung des Quecksilbertröpfchens an Luft nicht aus. Dieser allerdings nur versuchsweise geäußerten Ansicht Schidlofs muß aber die Tatsache entgegengehalten werden, daß ausführliche Versuche Karl Przibrams[1]) an Ammoniumchloridtröpfchen bzw. Triäthylaminchlorhydrattröpfchen ($\eta = 8{,}85 \cdot 10^{-3}$ bzw. $1{,}331 \cdot 10^{-2}$) keine Massenabnahme (Abreibung) solcher Tröpfchen trotz der in bezug auf Quecksilber kleineren Koeffizienten der inneren Reibung dieser Substanzen an den Luftschichten zeigten.

§ 6. Über die Unveränderlichkeit der Massen kleiner Quecksilberkügelchen, die in einem Gase in Bewegung gehalten werden.

a) Folgerungen aus den bisherigen Versuchen.

Bevor ich den objektiven Nachweis obenerwähnter Tatsache führe, muß ich nochmals darauf hinweisen, daß sowohl meine Versuche wie auch die aller anderen Autoren nur die Unveränderlichkeit der Massen erkennen lassen und daß Herr Schidlof mit der besprochenen Deutung seiner Versuche isoliert dasteht.

Schon vor Schidlofs diesbezüglichen Publikationen hatte ich die Unveränderlichkeit der Massen dieser Kügelchen durch die absolute Konstanz der Fallzeiten nachgewiesen. So betragen z. B. die Fallgeschwindigkeitsmittel aus den aufeinander folgenden Fallzeiten 37,5, 36,5, 37,0 . . . 37,9 · 10^{-4} cm/sek.[2])

In Fig. 2, in der die mittleren Fallgeschwindigkeiten als Ordinaten der Zahl der zu Mittel einbezogenen Fallwerte als Abszissen zugeordnet sind, ist die Konstanz der Fallgeschwindigkeit graphisch dargestellt. Aus dieser Zusammenstellung ist ersichtlich, daß Schidlofs Tröpfchen das einzige ist, bei dem die Fallgeschwindigkeit stetig abnimmt, während bei allen anderen Autoren (Millikan, Konstantinowsky, Ehrenhaft) die Konstanz der Fallgeschwindigkeit von Quecksilbertröpfchen erwiesen ist.[3])

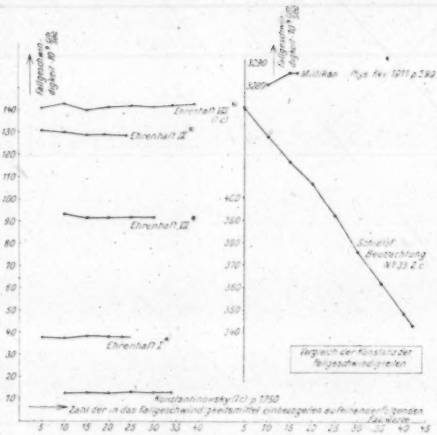

Fig. 2.

Es existiert also nicht, wie Schidlof anführt[1]), ein Widerspruch zwischen seinen Beobachtungen und den meinen, sondern es stehen die Beobachtungen Professor Schidlofs oder richtiger die von demselben vorgenommene Deutung seiner Versuche im Widerspruche mit der aller anderen Autoren.

Als ein zweiter Beweis für die vollkommene Unveränderlichkeit der Gewichte $m \cdot g$ kleinster Quecksilberkügelchen, welche im Gase in Bewegung gehalten werden, muß die Tatsache herangezogen werden, daß bei denselben Kügelchen, der Ungleichung

$$e\mathfrak{E}_s > m \cdot g > e \cdot \mathfrak{E}_f$$

entsprechend, sich stets auch nach sehr langer Zeit präzise dieselben Werte jener Spannungen $\mathfrak{E}_s$ bzw. $\mathfrak{E}_f$, die Steig- bzw. Fallbewegung des mit der Elektrizitätsmenge e geladenen Kügelchens einleiten, ergeben, wenn inzwischen keine Ladungsänderung des Kügelchens durch Bestrahlung desselben hervorgerufen wurde. (Vgl. z. B. Wiener Akademieberichte **123**, S. 150, Part. VII*, S. 142, Part. VIII*; 1914).

Als dritter schließlich die Tatsache, daß auch bei fortgesetzter intensivster Bestrahlung und Bewegung des Quecksilberkügelchens stets Licht von gleichbleibender Intensität und Farbe ins Mikroskop abgebeugt wird. Es müßte bei einer Massenabnahme eine Abnahme der Intensität der abgebeugten Strahlen bei abnehmendem Radius des Kügelchens auch mit einer Änderung der Farbe des ins Mikroskop abge-

1) K. Przibram, Wiener Akademieberichte **121**, (IIa), 973 u. 979, 1912.

2) Davon stellt die erste bzw. zweite Zahl das Mittel aus den ersten 5 bzw. 10, die letzte das Mittel aus allen 23 Fallbeobachtungen, also ca. nach ½stündiger intensivster Bestrahlung und Bewegung der Quecksilberkugel im Gase dar. (Wiener Berichte l. c., S. 135, Partikel I*).

3) Auch E. Roux und A. Joffé haben sich mit Quecksilbertröpfchen befaßt, jedoch keiner derselben hat ein Verdampfen dieses Materials unter den bei den Versuchen in Betracht kommenden Umständen erwähnt.

1) Diese Zeitschr. **16**, 45, 1915.

beugten Lichtes einhergehen, was nie zu beobachten ist.

b) Objektiver Nachweis, daß kleine Quecksilberkugeln, die in einem intensiv durchstrahlten Gase bewegt werden, keine Massenabnahme erleiden.

Nach dem von mir mehrmals beschriebenen Verfahren wurde reinstes Quecksilber im Lichtbogen zerstäubt. Die Kügelchen wurden sodann auf einem Objektträger niedergeschlagen. Dieser Niederschlag wurde hierauf mit einem Spezialobjektiv (Zeiß' Trockensystem Apochromat Apertur 0,95, verwendbar ohne Deckglas) aufgelöst, und sodann mikrophotographiert. Ich statte Herrn Dr. Leopold Richtera, Assistenten am Wien. 1. phys. Institut, der mich auch bei den in diesem Abschnitte beschriebenen Versuchen unterstützte, für die Anfertigung dieser Mikrophotographien meinen besten Dank ab.

In Bild 1[1]), in dem ein Teilstrich des mitphotographierten Okularmaßstabes $35{,}8 \cdot 10^{-5}$ cm, also ca. 6 Wellenlängen Natriumlichtes bedeutet, sieht man Quecksilberkügelchen in Größen ca. vom Radius $2{,}0 \cdot 10^{-5}$ cm aufwärts, deren metallische Oberfläche an dem von dieser reflektierten Lichte kenntlich ist.[2]) Sodann wurde der Objektträger 100 mal die Strecke von 20 cm im intensivsten Strahlenkegel meiner Anordnung, also im ganzen einen Gesamtweg von ca. 20 Metern mit einer Geschwindigkeit von 20 cm/sek. bewegt, hierauf wurde der ganze Objektträger in einem kleinen Gefäße überdies dem heftigen Luftstrome einer absaugenden Wasserstrahlpumpe ausgesetzt.

Auf den Objekttisch der mikrophotographischen Vertikalkamera vermöge der Noniuseinstellung beiläufig in die ursprüngliche Relativlage zum Mikroskope, also zum Okularmaßstabe gebracht, erscheinen die Kügelchen im Bild 2 erneuert mikrophotographiert. Durch Vergleich irgendeines Kügelchens[3]) im Bild 2 mit dem entsprechenden Kügelchen in Bild 1 folgt, daß die Massen der Kügelchen durch obenangeführte Prozedur sich in keiner Weise geändert haben.

Die beiden von Schidlof als Quecksilber gedeuteten Partikelchen haben einen Weg von insgesamt nur ca. 50, bzw. 10 cm mit einer mittleren Geschwindigkeit von ca. $3{,}5 \cdot 10^{-2}$ bzw. $6 \cdot 10^{-3}$ cm/sek. zurückgelegt; dabei hat z. B. das erste die Hälfte seiner Gesamtmasse eingebüßt, wobei der Autor selbst angibt, daß diese Massenabnahme noch eine kleine der beobachtbaren darstellt. Auch wenn man in Rücksicht zieht, daß die auf einer Platte aufsitzenden Quecksilberkügelchen nur eine Seite reibenden oder Verdampfung bewirkenden Luftschichten darbieten, wird man doch durch Vergleich vorerwähnter Zahlen zugeben müssen, daß Verdampfung oder Abreibung, wenn sie unter den bei den Versuchen überhaupt in Betracht kommenden Verhältnissen möglich wären, sich hätten zeigen müssen.

§ 7. Nachweis der chemischen Reinheit der Quecksilberkügelchen.

Obiger Nachweis ist für die kleinsten Kügelchen, die im direkten Bilde nicht mehr auflösbar sind, durch die Übereinstimmung mit der eingangs besprochenen optischen Theorie bereits erbracht. Für die Partikel innerhalb der Grenze der Auflösungsfähigkeit durch das Mikroskop wird derselbe auf photographischem Wege im nachfolgenden geführt.

Bild 3 stellt die mit dem bereits erwähnten Trockensystem (Apertur 0,95) hergestellte Mikrophotographie eines sehr dichten Niederschlages von Kügelchen dar, die wegen geringer Partikelgröße und der Nähe der einzelnen Objektpunkte unter der Grenze der Auflösungsfähigkeit oben erwähnten Trockensystems stehen. So gut als möglich wurde die Partie um Teil 35 des Okularmaßstabes (bei dem ein Teilstrich wieder $35{,}8 \cdot 10^{-5}$ cm bedeutet) eingestellt.[1]) Über die zwischen Teilstrich 20 und 35 des Okularmaßstabes sichtbar werdende Partie des Objektträgers hatte ich mit einer sehr feinen Spitze gestreift; dadurch rollten die kleinen Quecksilberkügelchen zusammen und bildeten einzelne große Tropfen.[2])

Im Bild 4 wird eine andere Stelle derselben künstlich hergestellten Straße mit Spezialobjektiv (Zeiß' Apertur 1,3, Äquivalentbrennweite 2 mm, homogene Immersion ebenfalls ohne Deckglas, jedoch bei Einbettung der Kügelchen in dickflüssiges Immersionsöl) aufgelöst.[3]) Ein solch einfaches Zusammenrollen und Vereinigen von Quecksilberkügelchen zu homogenen großen Kugeln, wie es die Bilder zeigen, ist bekanntlich nur dann möglich, wenn auch die Oberflächen der kleinen Kügelchen vollkommen rein sind.

1) Die Bilder befinden sich auf den Tafeln XI u. XII.

2) Da für nachfolgenden Versuch Immersionsobjektive nicht anwendbar sind, konnten höhere Aperturen nicht benützt werden; somit gelangen auch keine kleineren Kügelchen zur Auflösung.

3) Die verschiedenen Gruppen der Kügelchen in Bild 1 und 2 lassen sich leicht identifizieren.

1) Daher kommt die linke Seite des Präparates überhaupt nicht zur Auflösung.

2) In Bild 3 besonders sichtbar unter Teilstrich 12, 17, 42 usw. in Bild 4 in den Randpartien der Straße.

3) Die 3 Flecken in Bild 4 sind Schlieren im dickflüssigen Immersionsöl.

§ 8. Die zur Auflösung, bzw. bloßen Sichtbarmachung kleinster Kügelchen nötige Optik.

In Bild 5 ist schließlich im photographischen Bilde der Niederschlag von kleinsten Quecksilberkügelchen festgehalten, die unter Anwendung äußerster optischer Mittel (Objektiv Apertur 1,3, Äquivalentbrennweite 2 mm, direkte Einbettung der Partikel in dickflüssiges Immersionsöl, Auflösung ohne Deckglas) gewonnen wurde. Da ein Teilstrich des mitphotographierten Okularmaßstabes nur mehr $19{,}4 \cdot 10^{-5}$ cm, also drei Wellenlängen gelben Lichtes bedeutet, kann man sich ein Urteil über die Größengrenze der Quecksilberkügelchen bilden, welche mit dieser äußersten Optik noch aufgelöst werden können.

Die von Herrn Schidlof als Quecksilberkügelchen gedeuteten beiden Tröpfchen müßten, wenn man demgemäß für die Berechnung der Größe derselben aus dem Cunninghamschen Gesetze als Dichte 13,6 zugrunde legt, einen Radius $a = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm, also ca. nur ein Viertel Wellenlänge gelben Lichtes gehabt haben, wie der Autor selbst angibt. Auf Photographie Nr. 5 wären die Repräsentanten solcher bereits sehr kleinen Kügelchen, denn erst ca. 6 derselben aneinander gereiht, betragen einen Teilstrich des Okularmaßstabes. Durch Vergleich der Bilder 3 und 5 ergibt sich die Tatsache, daß solche Kügelchen in direktem Bilde selbst mit der Apertur 0,95 nicht mehr zur vollkommenen Auflösung gelangen.

Es erhellt also einerseits, daß man zur Abbildung und Auflösung einer so kleinen Kugel in direktem Lichte im winkel- und flächengetreuen Bilde zumindest eine wirksame Apertur 1,3 benötigt, anderseits folgt durch einfache Rechnungen aus den Ausführungen S. 229 weiter, daß auch zur bloßen Sichtbarmachung eines solchen Partikels im vollkommenen Dunkelfeldbilde, selbst wenn es mit der spezifischen Strahlungsintensität der Sonnenstrahlen selbst leuchtend wäre, Öffnungskegel (Aperturen) der beleuchtenden und sichtbarmachenden Strahlen von ca. 0,1 benötigt werden. Aus mehrfach erwähnten Gründen wird aber in tatsächlichen Verhältnissen hierzu eine wesentlich höhere Apertur benötigt.

Da Schidlofs Anordnung aber nur die Ausnützung von Lichtkegeln der Apertur der beleuchtenden und der sichtbarmachenden Strahlen von unter 0,05 gestattet, folgt weiter, daß die kleinsten mit Sonnenlicht beleuchteten, von dem Autor mit dem Fernrohre sichtbar gemachten Lichtpünktchen Lineardimensionen von über $1{,}01 \cdot 10^{-4}$ cm gehabt haben müssen, also Kügelchen von der Größenordnung des Radius ca. $5 \cdot 10^{-5}$ cm gewesen sein müssen.[1]) Denn dort wäre die untere Grenze der Leistungsfähigkeit seiner optischen Anordnung, soweit man dies nach dem heutigen Stande unserer Kenntnisse der Optik überhaupt begreifen kann. Diese Tatsachen werden übrigens durch die Angaben des Autors selbst erhärtet, da sich die Lineardimensionen der von ihm und Fräulein J. Murczynowska mit derselben Optik beobachteten Ölkügelchen in dieser Größenordnung bewegen.

§ 9. Berechnung der Dichte der von Schidlof als Quecksilber gedeuteten flüchtigen Tröpfchen und weitere Folgerungen.

Die Überlegung über die Grenze der Leistungsfähigkeit des von Schidlof benützten Fernrohrsystems gestattet aber einen weiteren wichtigen Rückschluß auf die Natur der von ihm beobachteten Partikelchen. Legt man sich nämlich die Frage nach der Dichte jener kleinsten Kugeln vor, die mit Schidlofs optischem Systeme gerade noch wahrgenommen werden können und entnehmen wir deren Fallgeschwindigkeit den Angaben Schidlofs (Fallgeschwindigkeit ca. $v = 5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ der vermeintlichen Quecksilberkugel vom Radius $1{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm, also der kleinsten von diesem Autor angegebenen Geschwindigkeit), dann kann man nach dem Widerstandsgesetze von Cunningham ($f = o$) die Dichte dieser Kügelchen berechnen. Da man die Größe des Radius dieser Kugel nach § 4 zu $5 \cdot 10^{-5}$ cm als obere Grenze annehmen muß, findet man so als Dichte derselben 1,4.

Diese Dichte ist aber noch niedriger anzusetzen, weil die der Rechnung zugrunde gelegte spezifische Strahlungsintensität zu hoch angenommen ist. Würde man demzufolge Schidlofs in gewöhnlicher staubfreier Luft flüchtiges, im getrockneten Stickstoff noch stärker flüchtiges Tröpfchen etwa als Wassernebelkondensation um einen Kern auffassen, dann hätten die Partikeln (Beobachtungen Nr. 36, bzw. Nr. 33 dieser Zeitschrift l. c.) zu Anfang ihrer Bewegung im Kondensator Radien $1{,}9 \cdot 10^{-4}$ bzw. $7{,}5 \cdot 10^{-4}$ cm, die durch Verdampfung zu Ende der Bewegung auf $1{,}5 \cdot 10^{-4}$ bzw. $6{,}7 \cdot 10^{-4}$ cm abgefallen wären. Diese Tröpfchen wären dann von der Größenordnung vorerwähnter Öl-

1) Daran könnte auch der Umstand der Größenordnung nach nichts ändern, wenn nicht ganz in der Kondensatormitte beobachtet würde.

tröpfchen Schidlofs und fielen in jene Größen, welche mit Schidlofs Fernrohranordnung noch wahrgenommen werden können.

Damit sind auch alle von Schidlof beobachteten in § 5 dieser Abhandlung wieder erörterten Erscheinungen restlos erklärt.

Eine weitere Bestätigung der hier besprochenen Tatsachen, daß die untere Größengrenze der mit verschiedenen optischen Anordnungen sichtbar werdenden Kügelchen mit dem Quadrate der Apertur der beleuchtenden und sichtbar machenden Strahlen abnimmt, ergibt sich aus dem Umstande, daß bei einer Zusammenstellung der kleinsten Kügelchen auch aller anderen Autoren, wie ich sie in den Wiener Berichten ausführte, sich in eine Reihe ordnen, die durch die verschiedenen von den Autoren benützten optischen Systeme bedingt ist. Aus dieser Reihe würde nur Schidlofs rasch verdampfendes Tröpfchen, wenn es sich als Quecksilber auffassen ließe, herausfallen.

§ 10. Über verdampfende Tröpfchen usw.

Die von Schidlof wieder beobachteten Verdampfungserscheinungen haben schon früher eine gewisse Rolle gespielt.

Die Tatsache, daß Nebeltröpfchen der J. J. Thomson- und der durch Expansion erzeugten H. A. Wilsonschen Wölkchen beim Herabfallen verdampfen, wurde bekanntlich von Rutherford zu jener Korrektur herangezogen, welche den bis dahin üblichen Mittelwert der angeblichen Elektronenladung von $3{,}10^{-10}$ elektrostat. Einh. mit dem doppelten Mittelwerte der von den α-Partikeln getragenen Ladungen von $9{,}3 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einh. in Übereinstimmung bringen sollte.

Daß die Verdampfung (Massenabnahme) einzelner kleiner flüchtiger Tröpfchen oder Nebelteilchen in von deren Dampfe ungesättigter Atmosphäre nach der damals beschriebenen Methode beobachtet und gemessen werden kann, habe ich schon in der Diskussion des Königsberger Naturforschertages[1]) ausreichend erörtert.

Vor allem ist es in diesem Zusammenhange wichtig, an die interessanten Versuchsergebnisse K. Przibrams[2]) zu erinnern, der, als er Schwefelpartikeln durch Sublimation dieser Suhstanz herstellen und beobachten wollte, wohl einzelne Lichtpünktchen erhielt, die er aber als flüchtige Kondensationsnebel (Wassertröpfchen) erkannte. Diese Przibramsche Beobachtungsreihe zeigt genau dieselben charakteristischen Merkmale wie die beiden erwähnten von Schidlof bisher publizierten Beispiele.

Auch Salzsäurenebel und ebenso bekanntlich alle Kondensationsnebel in ungesättigter Atmosphäre zeigen das typische Verhalten der Schidlofschen Tröpfchen: nämlich kontinuierliche Zunahme der Fallzeiten und wofern keine Umladung der Partikeln bewirkt wurde, kontinuierliche Abnahme der Steigzeiten des Tröpfchens bei fortdauernder Beobachtung im elektrischen Kondensator, bewirkt durch Verdampfung des Tröpfchens.

Dagegen ergibt sich aus Karl Przibrams umfangreichem Material, daß selbst Tröpfchen höchst flüchtiger Substanzen in gesättigter Atmosphäre auch nach sehr langer Zeit ihre Masse nicht geändert haben.

Bei Betätigung des von Schidlof zur Zerreißung des Quecksilbers verwendeten Gasstromes ist heftige Expansion des Gases unvermeidlich. Dabei ist ein Auftreten von flüchtigen Nebeltröpfchen auch in gereinigter staubfreier Luft zu erwarten. Aber Herr Schidlof hat solch flüchtige Tröpfchen auch bei Betätigung des Zerstäubers mit reinem getrocknetem Stickstoff erhalten. Es wird sich diesfalls allerdings sehr wesentlich um den erreichten Grad der Trocknung handeln. Herr Schidlof hat in seiner vorläufigen Mitteilung noch nichts über die speziellen Mittel veröffentlicht, welche so große Luftquantitäten, wie sie bei seinen Versuchen in Verwendung treten müssen, so präzise zu trocknen gestatten, daß flüchtige Expansionsnebel vollkommen vermieden werden können. Die größere Geschwindigkeit der Massenabnahme der Schidlofschen Partikeln in von Wasser getrocknetem Stickstoff ist augenfällig im Vergleiche zur Geschwindigkeit der Massenabnahme derselben in staubfreier Luft. Bei Quecksilbertröpfchen wäre ein solcher Unterschied nicht zu erwarten, dagegen ist er bei Kondensationsnebeln nur natürlich.

Es liegt mir jedoch fern, zu einer weitergehenden Deutung der Versuche Schidlofs überzugehen, da diese in seiner ausführlichen Publikation jedenfalls zu erwarten steht.[1]) Im übrigen stimme ich mit der Ansicht dieses Autors vollkommen überein, daß die überaus kurze Dauer der Beobachtungszeit, die demselben bei seiner Anordnung nur zur Verfügung stand, und die von mir bereits besprochenen Details über die optische Leistungsfähigkeit seiner Instrumente sehr ungünstige Bedingungen für das

1) Diese Zeitschr. **11**, 950, 1910.
2) Wiener Akademieberichte **121** (IIa), 951 und 966, 1912.

1) Auch die ausführliche Publikation der Zahlen der Untersuchungen dieses Autors und Frl. Murczynowskas an Öl steht noch aus.

Aufsuchen von die Elektronenladung unterschreitenden Elektrizitätsmengen darbieten, wie dies Schidlof selbst angibt. Es ist daher seiner Folgerung, daß er Subelektronen bei keinem Versuche beobachten konnte, keine weitere Bedeutung beizumessen. Um auch in dieser Hinsicht von Erfolg begleitet zu sein, hätte die Optik Schidlofs nach den in vorliegender Abhandlung erneuert erörterten Prinzipien eingerichtet sein müssen. Dagegen kann ich mich der Meinung dieses Autors nicht anschließen, daß Quecksilberkügelchen kein geeignetes Material zur Beobachtung von Elementarquanten darbieten, sondern ich muß vielmehr nach wie vor den Standpunkt einnehmen, daß die Elektronenladung, wenn sie tatsächlich eine Naturkonstante wäre, sich an allen Materialien hätte erweisen lassen müssen. Weder an Metallen, einschließlich Quecksilber, noch auch an Ölen[1]) oder allen sonstigen Materialien ist dies bisher aber gelungen.

Der Gedankenaustausch[2]) zwischen Professor Schidlof und mir war ursprünglich auf eine viel breitere Basis gestellt als dies aus der letzten Abhandlung dieses Autors ersichtlich ist; aus dem Zusammenhang der zitierten Abhandlungen erhellt, daß dieser Autor in seiner letzten Veröffentlichung in dieser Zeitschrift eine Reihe von meritorischen Punkten unwidersprochen läßt, die also durch meine vorhergehenden Abhandlungen bereits aufgeklärt sind, so daß ich diesbezüglich nunmehr sein Einverständnis voraussetzen kann. Bezüglich der näheren Details dieser Punkte sei u. a. auf diese Zeitschr. **15**, 955, 1914 verwiesen.

In logischer Konsequenz folgt daraus, daß er gegen die auf diesen Wegen resultierenden weitgehenden Unterschreitungen der Elektronenladung keinen Einwand mehr erhoben hat.

Alle übrigen Fragen sind aber im Anschluß an Schidlofs letzte Abhandlung in vorliegender Studie erschöpfend erörtert worden.

§ 11. Zusammenfassung.

Es ergibt sich auch noch für Kügelchen von der Größenordnung 10^{-5} bis 10^{-6} cm die Gültigkeit des Stokes-Cunninghamschen Gesetzes; denn die so aus der mittleren Fallgeschwindigkeit errechneten Radien stimmen nicht nur bei Gold, sondern auch bei Quecksilberkugeln überein mit den aus rein optischen Beziehungen, aus der Farbe des selektiv von diesen Kügelchen zerstreuten Lichtes, gefolgerten.

Es wird auf Grundlage der Versuche aller Autoren dargetan, daß die von Schidlof angegebene Veränderlichkeit der Massen kleiner Quecksilberkügelchen, die in einem Gase in Bewegung gehalten werden, welche dieser Autor zunächst als Verdampfung von Quecksilberkugeln, sodann durch Abreibung dieses Materials an den Gasschichten zu erklären versuchte, nicht besteht, und daß derselbe mit den diesbezüglichen Deutungen seiner Versuche im Gegensatz zu allen anderen Autoren steht.

Unter anderen wird auch ein objektiver Nachweis mit Hilfe der Mikrophotographie dafür geführt, daß kleine Quecksilberkugeln unter den bei den Versuchen für Ladungsbestimmungen in Betracht kommenden Verhältnissen keine Massenabnahme erleiden, also weder verdampfen, noch sich an den Luftschichten abreiben.

Es wird ferner auf photographischem Wege nachgewiesen, daß die im galvanischen Lichtbogen zerteilten Quecksilberkugeln auch ganz reine metallische Oberfläche aufweisen.

Mit den äußersten optischen Mitteln hergestellte Mikrophotographien sowie eine weitere Erörterung klärt einesteils über die zur winkel- und flächengetreuen Auflösung von kolloidalen Quecksilberkügelchen, anderseits zur bloßen Sichtbarmachung solcher im Dunkelfeldbilde benötigten Aperturen der optischen Systeme auf.

Nach den Grundsätzen der Beugungstheorie ist durch die Aperturen des beleuchtenden und sichtbarmachenden Strahlenkegels bei der mikroskopischen Dunkelfeldbeleuchtung die Sichtbarkeitsgrenze also der Radius der kleinsten Kugeln, die mit einer speziellen optischen Anordnung noch wahrgenommen werden können, definiert.

Schidlof benützt ein Fernrohr statt eines hochaperturigen Mikroskopsystemes, so daß die kleinste Kugel, welche mit seiner Anordnung noch sichtbar gemacht werden kann, nach den vorstehenden Ausführungen einen Radius über $5 \cdot 10^{-5}$ cm gehabt haben muß.

Aus der Fallgeschwindigkeit dieser kleinsten Kugeln $\left(\frac{0{\cdot}285 \text{ cm}}{60 \text{ sec}}\right)$ läßt sich unter Zugrundelegung des Stokes-Cunninghamschen Gesetzes nunmehr die Dichte der von Schidlof als Quecksilber gedeuteten höchst flüchtigen Tröpfchen berechnen.

Man findet als obere Grenze der Dichte 1·4.

1) F. Ehrenhaft, Wiener Ber. 123 (IIa), 125, 1914; ferner Fritz Zerner, diese Zeitschr. 16, 10—13, 1915.

2) A. Schidlof u. A. Karpowicz, C. R. 158, 1902, 1914; F. Ehrenhaft, diese Zeitschr. 15, 952, 1914: Ein optischer Weg usw. und 15, 955, 1914: Über die Unveränderlichkeit usw.; A. Schidlof u. A. Karpowicz, diese Zeitschr. 16, 42, 1915: Über die Veränderlichkeit usw.

Zufolge dieses Resultats, sowie auf Grund der von Schidlof beobachteten Verdampfung wird auf das bei Schidlofs Versuchen in Anbetracht der bei jeden Zerstäuber von der Art des von ihm betätigten durch die Expansion der benützten Gase nicht vermiedene Auftreten von Kondensationsnebeln hingewiesen. Die schon früher von mehreren Seiten beobachteten und folgerichtig gedeuteten Verdampfungserscheinungen von Tröpfchen leichtflüchtigen Materials oder Kondensationsnebeln im ungesättigten Raume weisen den typischen Verlauf der von Schidlof beschriebenen Erscheinungen auf, wie näher auseinandergesetzt wird, so daß nunmehr alle von diesem beobachteten Erscheinungen ihre eindeutige und zwanglose Aufklärung gefunden haben.

Man muß auf Grund der Untersuchungen vorliegender Abhandlung erneuert die Existenz von isolierten elektrischen Ladungen bis in die Größenordnung 10^{-12} elektrostat. Einh. als sichergestellt betrachten und kann in den Untersuchungen dieses Autors kein stichhaltiges Argument gegen meine Methode noch gegen die Deutung derselben erblicken.

Es kann auch in Zukunft eine Elektronenladung weder in der bisher angenommenen Größenordnung noch in der Größenordnung 10^{-11} e. st. E. in den Theorien der Physik, Chemie und Radioaktivität zur Grundlage einer Argumentation herangezogen werden.

Wien, I. Physikalisches Institut der k. k. Universität. Pfingsten 1915.

(Eingegangen 7. Juni 1915.)

Bemerkungen zu der Arbeit der Herren Masing und Wiesinger: Über Löschvorgänge in Funkenstrecken[1]).

Von Gotthelf Leimbach.

Die Kritik, die die Herren Verfasser bei der Diskussion der vorliegenden Literatur an einer Arbeit von Kröncke, Leimbach und Mayer: Über eine neue Methode zur Erzeugung schwachgedämpfter Schwingungen mittels Löschkondensators[2]) unter Betonung, daß die von uns untersuchte Anordnung von mir herrührt, geübt haben, veranlaßt mich — meine beiden Mitarbeiter stehen im Felde — zu einer kurzen Erwiderung.

Die den Herren Verfassern von Herrn Simon zur Untersuchung vorgeschlagene Anordnung unterscheidet sich physikalisch nur insoweit von der meinigen, als die Wellenlängen der beiden starkgedämpften Kreise in Übereinstimmung mit Seibt[1]) nahezu gleich gewählt sind. Die Tatsache der Erzeugungsmöglichkeit einer schwachgedämpften Schwingung durch zwei Kreise mit gemeinsamer Funkenstrecke ohne irgendwelche Kopplung sowie die Erklärung des Schwingungsvorganges ist von den Herren Verfassern aus unserer Arbeit in einer Form übernommen worden, die bei dem Leser unbedingt die Meinung aufkommen lassen muß, daß der physikalische Vorgang von ihnen zuerst richtig erkannt ist. Auf die Untersuchung des Löschvorganges als solchen haben wir seinerzeit aus Zeitmangel leider verzichten müssen. Sollten weitere Untersuchungen ergeben, daß die Deutung des Vorganges auch für unsere Resultate, d. h. für meine Anordnung, bei der die Frequenz der Kreise und ihre Stromamplitude in weiten Grenzen verschieden sein kann, zutrifft, so würde ich das im Interesse einer Klärung auch nach dieser Seite hin mit Freuden begrüßen.

Der Wert meiner Anordnung im Vergleich mit der von den Herren Verfassern bearbeiteten liegt darin, daß die Erregung schwachgedämpfter Schwingungen, und zwar in energetisch befriedigender Weise auch außerhalb des „kritischen Verhältnisses $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$“ erreicht werden kann. Allerdings bedarf es hierzu der Anwendung einer Löschfunkenstrecke, die aber bei genügend großer Eigenkapazität sogar die Funktionen des einen starkgedämpften Kreises übernehmen kann.

Für die Erzeugung der schwachgedämpften Schwingung und ihren Nutzeffekt ist nach unseren unveröffentlichten Untersuchungen nicht das kritische Verhältnis $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$, sondern die jeweils wirksame Kapazität der Kreise maßgebend. Ich behalte mir vor, das z. T. noch von Kröncke über die Energieverhältnisse vorliegende, bisher aus patentrechtlichen Gründen zurückgehaltene Material, sobald es meine Zeit erlaubt, zu veröffentlichen und dabei auch auf die seinerzeit[2]) von mir gegebene Erklärung des Löschvorganges näher einzugehen, für den die Annahme von Schwebungen als ausgeschlossen erscheinen muß.

1) Diese Zeitschrift **16**, 185, 1915.
2) Diese Zeitschrift **15**, 733, 1914.

1) D. R. P. 271114 (1909); Jahrb. d. drahtl. Tel. **5**, 437, 1911—12 u. D.R.P. 277664 (1911); Jahrb. d. drahtl. Tel. **9**, 477, 1914—15. In dem letzteren wird genau der von Masing u. Wiesinger untersuchte Fall mit der gleichen Erklärung zur Erregung einer Antenne benutzt.
2) Diese Zeitschrift **14**, 1228, 1913.

Zusammenfassend möchte ich sagen, daß das wesentliche Resultat der Masing-Wiesingerschen Arbeit in bezug auf die unsrige der experimentelle Beweis ist, daß sich in meiner Anordnung schwächgedämpfte Wellen auch bei Anwendung einer gewöhnlichen Funkenstrecke erregen lassen, wenn man die beiden starkgedämpften Kreise so dimensioniert, daß diese die Funkenstrecke durch Schwebungen zum Löschen bringen.

Göttingen, Laboratorium der Erforschung des Erdinnern, G. m. b. H.

(Eingegangen 31. Mai 1915.)

Erwiderung auf die vorstehenden Bemerkungen des Herrn Leimbach.

Von H. Th. Simon.

Die von mir angeregte Arbeit meiner Schüler, der Herren Masing und Wiesinger, beschäftigt sich mit dem inneren Mechanismus des Löschvorganges in Funkenstrecken und zeigt, daß dieser von meiner Theorie des Wechselstromlichtbogens aus in seinen Einzelheiten befriedigend verstanden werden kann. Sie bringt damit die von mir lange gewünschte experimentelle Stütze einer Anschauung, die ich seit Jahren in Wort und Schrift vertreten habe.[1]) Die Arbeit erhebt, wie jeder unbefangene Leser zugeben wird, in keiner Weise die Ansprüche, die Herr Leimbach aus ihr herauslesen zu müssen glaubt. Insbesondere weist sie ausdrücklich auf Herrn Seibt als ersten geistigen Urheber der Methode der „Schwebungslöschung" hin, die sie zur Erreichung ihres Zweckes benutzt.

Mit der von Herrn Leimbach vertretenen Arbeit der Herren Kröncke, Leimbach und Mayer hat somit unsere Arbeit herzlich wenig zu tun. In ihrem letzten Abschnitt wird kurz diskutiert, inwieweit etwa die bisher angegebenen Löschfunkenmethoden von den Gesichtspunkten unserer Arbeit berührt werden. Dabei wird u. a. die Methode des Herrn Leimbach und seiner Mitarbeiter erwähnt, als eine Methode, deren Verständnis durch unsere Ergebnisse möglicherweise auch gefördert werde, vorausgesetzt, daß es sich bei ihr ebenfalls um Schwebungslöschung handle. Wir erwähnen dabei, daß wir die Entscheidung darüber den nur qualitativen Angaben der Verfasser nicht hätten entnehmen können. Auch habe uns die von den Verfassern mitgeteilte Erklärung ihrer Versuche eine Entscheidung darüber nicht gebracht, da sie uns nicht verständlich geworden sei. Daß das letztere wohl an uns gelegen hat, zeigt die nachfolgende Notiz des Herrn Burstyn. Dieser hat die Erklärung der Herren Leimbach und seiner Mitarbeiter ja offenbar verstanden. Denn er nimmt die Priorität sowohl der Methode, wie auch der Erklärung lebhaft für sich in Anspruch. Hätten wir die klare Erläuterung des Herrn Burstyn vor unserer Veröffentlichung gekannt, so hätten wir keinen Anlaß gehabt, die Arbeit der Herren Kröncke, Leimbach und Mayer überhaupt zu erwähnen. Denn wenn ihre Methode mit der des Herrn Burstyn wirklich identisch ist, so haben die Überlegungen unserer Arbeit für sie keinerlei Geltung.

Im übrigen würden wir bedauern, wenn unsere beiläufige, ihrem Sinne nach soeben erläuterte, Erwähnung der Arbeit der Herren Kröncke, Leimbach und Mayer den Eindruck einer abfälligen Kritik machen würde. Eine solche lag nach dem Gesagten völlig außer dem Bereich unserer Gedankengänge und Absichten.

Gegen den Schlußsatz der Leimbachschen Bemerkungen werden alle Beteiligten Einspruch erheben. Entweder beruht seine Methode auf Schwebungslöschung, oder sie beruht auf einem völlig anderen (z. B. dem von Burstyn erklärten) Vorgang; für das eine von beiden wird sich Herr Leimbach wohl entscheiden müssen. Sein Versuch, das zweite anzunehmen, das erste aber nicht auszuschließen, die Schwebungslöschung also gewissermaßen als Grenzfall seiner, bzw. der Burstynschen Methode in Anspruch zu nehmen, bedeutet eine neue Verschleierung der Dinge. Um so mehr, als dieser Schlußsatz mit dem unmittelbar vorhergehenden Satze in Widerspruch steht, welcher die Möglichkeit der Schwebungslöschung so entschieden bestreitet.

Göttingen, Juni 1915. Institut für angewandte Elektrizität.

(Eingegangen 30. Juni 1915.)

Entgegnung auf die Mitteilung „Über eine neue Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen mittels Löschkondensator" von H. Kröncke, G. Leimbach und E. Mayer[1]).

Von W. Burstyn.

Das von den Verfassern erfundene und beschriebene Verfahren besteht im wesentlichen darin, daß einer Löschfunkenstrecke außer dem eigentlichen Schwingungskreise ein „Löschkondensator", d. h. ein Schwingungskreis kurzer

1) H. Th. Simon, Handwörterbuch der Naturwissenschaften, Artikel Schwingungen (elektrische, usw.), Band 8, Seite 1073. — E. Merkel, Über die Wechselstromentladung geringer Stromstärke, Dissertation Göttingen 1913.

1) Diese Zeitschr. 15, 733, 1914.

Wellenlänge, parallel geschaltet wird. Die Wirkungsweise der Anordnung ist von den Verfassern ganz richtig erkannt worden; aber es scheint ihnen entgangen zu sein, daß vier Monate, bevor sie ihren Aufsatz der Schriftleitung eingesandt hatten, die deutsche Patentschrift 270312 erschienen ist, welche das gleiche Verfahren schützt. Der Patentanspruch derselben lautet:

„Einrichtung zur Parallelladung und Serienentladung zweier Kondensatoren von wesentlich gleicher Kapazität, dadurch gekennzeichnet, daß jeder Kondensator mit einer ihm vorgeschalteten Selbstinduktion, von denen die eine ein Mehrfaches der anderen ist, parallel zu einer Funkenstrecke, z. B. einer Quecksilberdampflampe, von so großer Löschwirkung liegt, daß nach Ladung der Kondensatoren die Entladung des Kondensators mit der kleineren Selbstinduktion bereits nach einer halben Schwingung und noch vor der Entladung des Kondensators mit der größeren Selbstinduktion unterbrochen ist, so daß sich der erstere Kondensator umpolarisiert, worauf sich beide Kondensatoren in Reihe entladen."[1])

In der zugehörigen Beschreibung der Patentschrift ist eine Erklärung der Wirkungsweise gegeben, die mit der der genannten Verfasser übereinstimmt.

Der Mechanismus der Schaltung unterscheidet sich im wesentlichen nicht von jenem der Stoßerregung bei fester Kupplung. Das Fehlen des Transformators ist zwar ein Vorteil, der aber mit dem Nachteile verknüpft ist, daß die Spannung des Nutzschwingungskreises nicht höher gemacht werden kann als die Betriebsspannung. Aus diesem Grunde habe ich das Patent auch fallen lassen.

Die Priorität der Methode nehme ich in vollem Umfange für mich in Anspruch. Einen Aufsatz über sehr interessante, auf demselben Gebiete liegende Versuche mit der Quecksilberdampflampe als Löschfunkenstrecke werde ich — falls meine Einberufung zum Heeresdienste nicht dazwischen kommt — demnächst folgen lassen.

Die Arbeit der Verfasser ist mir erst durch ein eben erschienenes Referat in der „Elektrotechnischen Zeitschrift" bekannt geworden, sonst hätte ich schon früher erwidert.

1) Das Patent wurde von mir am 22. Dezember 1911 angemeldet, und zwar auf Grund eines damals bestehenden Vertragsverhältnisses auf den Namen der Compagnie Générale Radiotélégraphique in Paris.

(Eingegangen 15. Juni 1915.)

BESPRECHUNGEN.

Paul Stäckel, Die mathematische Ausbildung der Architekten, Chemiker und Ingenieure an den deutschen Technischen Hochschulen. (Abhandlungen über den mathematischen Unterricht in Deutschland, veranlaßt durch die Internationale Mathematische Unterrichtskommission, herausgegeben von F. Klein. Band IV, Heft 9.) Mit einem Schlußwort zu Band IV. gr. 8°. XIV u. 198 S. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1915. Preis M. 6.80

Der vorliegende stattliche Band bildet das Schlußheft des vierten Bandes der oben genannten Sammlung, dessen vorhergehende Hefte den mathematischen Unterricht an den deutschen mittleren Fachschulen der Maschinenindustrie, an den Baugewerkschulen, an den deutschen Navigationsschulen, an den niederen gewerblichen Lehranstalten, an den kaufmännischen Lehranstalten, an den Hochschulen für besondere Fachgebiete, sowie die mathematische Ausbildung der deutschen Landmesser behandeln. Das Schlußheft gibt nun in größter Ausführlichkeit in einem ersten Teile eine Übersicht über Entwicklung und Einrichtungen der deutschen Technischen Hochschulen mit besonderer Berücksichtigung der mathematischen Wissenschaften und wendet sich im zweiten Teile zur Behandlung von Einzelfragen des mathematischen Unterrichts an den Technischen Hochschulen, wie Vorbildung der Studierenden, die mathematische Ausbildung der Architekten, der Chemiker, der Ingenieure, ferner Lehrbücher, Prüfungen, Lehrkörper. Endlich geht der Verfasser im Anhang auf die Anstalten ein, die zwischen den mittleren Technischen Fachschulen und den Technischen Hochschulen stehen.

Die Physik kommt in dem Bande naturgemäß nur ausnahmsweise zum Wort, da, wo ihre Interessen mit denjenigen der Mathematik, wie z. B. in der Mechanik und in der theoretischen Physik, nahe zusammenliegen. Trotzdem wird in Rücksicht auf die vielfach ähnlichen Verhältnisse im Unterricht beider Disziplinen auch der Physiker aus dem Studium des vorliegenden Heftes viele Anregungen und reichen Nutzen empfangen. Scheel.

E. Wedekind, Stereochemie. Sammlung Göschen, Band 201. 126 Seiten, kl. 8°, mit 42 Abbildungen im Text. Zweite, umgearbeitete und vermehrte Auflage. Berlin und Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung, G. m. b. H. 1914. Geb. M. 0.90

Die vorliegende kleine Schrift gibt eine klare, sachgemäße Übersicht über den gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse auf dem Gebiete der Stereochemie. Den Hauptteil des Buches nimmt natürlich die Stereochemie des Kohlenstoffs und des Stickstoffs ein, jedoch kommt auch die Stereochemie der übrigen Elemente, insbesondere auch die der anorganischen Komplexverbindungen in gebührendem Maße zur Geltung. Gewissermaßen zur Ergänzung sei hier auf die erst nach dem Erscheinen des Büchleins veröffentlichte Arbeit von Werner über die Herstellung optisch ak-

tiver Kobaltverbindungen hingewiesen, in deren Molekül überhaupt kein Kohlenstoffatom enthalten ist (Ber. d. D. Chem. Gesellsch. **47**, 3087, 1914). Ein kurzes Kapitel über die Beeinflussung chemischer Reaktionen durch räumliche Faktoren sowie ein Sachregister schließt das empfehlenswerte Werkchen ab.

Werner Mecklenburg.

L. J. Henderson, Die Umwelt des Lebens, eine physikalisch-chemische Untersuchung über die Eignung des Anorganischen für die Bedürfnisse des Organischen. Nach dem vom Verfasser verbesserten und erweiterten englischen Original übersetzt von R. Bernstein. gr. 8°. XVIII u. 170 S. m. 1 Taf. Wiesbaden, J. F. Bergmann. 1914. M. 6.—

Die Absicht des Verfassers geht aus dem Untertitel des Buches deutlicher hervor als aus dem Haupttitel. Er will dartun, daß die organische Welt dank ihren physikalischen und chemischen Eigenschaften zur Hervorbringung bzw. zur Unterhaltung und als Aufenthaltsort organisierter oder lebender Wesen in hervorragender Weise geeignet ist. Solche Wesen definiert der Verfasser als „Mechanismen, welche kompliziert, im höchsten Grade reguliert und mit einer entsprechenden Art von Materie und Energie versehen sind". Das dritte dieser Merkmale, das in dieser Fassung, losgelöst vom übrigen vielleicht nicht ohne weiteres verständlich ist, wird durch die für alles Leben vorhandene Notwendigkeit eines Stoffwechsels bedingt. Verfasser weist nun im einzelnen nach, daß die in der unseren Forschungsmitteln zugänglichen Welt hauptsächlich vorkommenden Elemente Wasserstoff, Kohlenstoff und Sauerstoff infolge ihrer physikalischen und chemischen Eigenschaften ganz besonders geeignet erscheinen, „die Existenz von Mechanismen zu begünstigen, welche in physikalischer, chemischer und physiologischer Beziehung kompliziert und in einer vollkommen regulierten Umgebung selbst reguliert sind und außerdem aktiv Materie und Energie austauschen". — Die Ausführungen des Verfassers erscheinen mir durchaus folgerichtig. Dennoch dürfte es meines Erachtens zweifelhaft sein, ob es dem Verfasser gelingen wird, die Anhänger des von ihm bekämpften Vitalismus zu überzeugen. Bei derartigen Fragen wie dem Kampfe zwischen Mechanismus und Vitalismus, wo Glaube und Neigung eine erhebliche Rolle spielen, ist dem Gegner mit naturwissenschaftlichen Beweisgründen nicht immer beizukommen. Hiermit soll natürlich gegen den Wert der vom Verfasser ins Treffen geführten Argumente nichts gesagt sein. — An einzelnen Stellen hätte ich eine noch etwas strengere Darstellung gern gesehen. Beispielsweise ist im ersten Absatz auf S. 5 aus der Behauptung, „daß die von den Chemikern erforschten Elemente die einzige in Betracht kommende Materie des Weltalls bilden", nicht klar ersichtlich, daß der Verfasser hier die Lücken im periodischen System als ausgefüllt voraussetzt. Wenn es auf S. 52 heißt: „Für Menschen und Tiere, deren Stoffwechselprozeß sehr intensiv ist, ist die Wärme eines der hauptsächlichsten Ausscheidungsprodukte, das fortwährend in großen Mengen eliminiert werden muß, und zwar durch folgende Mittel: durch Leitung, durch Ausstrahlung und durch Wasserverdampfung", so könnte diese Fassung zu der durchaus irrtümlichen Meinung verführen, als sähe der Verfasser die Wärme als einen Stoff an. Möglicherweise liegt hier eine Unklarheit bei der Übersetzung vor. — Im übrigen muß man aber dem Übersetzer bezeugen, daß er sich seiner keineswegs leichten Aufgabe mit großem Geschick entledigt hat. Nur berühren Ausdrücke, wie „latente Wärme des Schmelzens und des Verdampfens", das Ohr des Physikers peinlich. Auch das Wort „Bezeichnung" auf S. 4, Z. 11, erscheint mir nicht am Platze; vermutlich muß es „Begrenzung" oder „Festlegung" heißen; ich vermute, daß im Original „definition" zu lesen sein dürfte. — Zusammenfassend möchte ich sagen, daß das Buch für den Physiker wegen der Anwendungen physikalischer und chemischer Forschungsergebnisse auf die Entwicklungslehre in vieler Hinsicht interessant ist.

Iklé.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin der erste Assistent am Kaiser-Wilhelm-Institut für Physikalische Chemie und Elektrochemie Professor Dr. Gerhard Just für Chemische Reaktionskinetik und Dr. Hellmuth Scheibler für Chemie der heterozyklischen Verbindungen.

Ernannt: Das Mitglied der Höchster Farbwerke Dr. Hermann Reisenegger in Höchst zum ord. Professor der chemischen Technologie an der Technischen Hochschule in Berlin, der Privatdozent und Abteilungsvorsteher am Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Berlin Professor Dr. Arnold Eucken zum etatsmäßigen Professor der Physikalischen Chemie an der Technischen Hochschule Breslau, der Assistant Professor an der Harvard Universität in Cambridge Gregory Paul Baxter zum ord. Professor der Chemie an derselben Hochschule, der ständige Mitarbeiter Dr.-Ing. Günther Schulze (nicht Alfred Schulze) zum Kaiserlichen Professor und Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin, der ord. Honorarprofessor für Chemie an der Universität Berlin und Mitglied des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Chemie Geh. Reg.-Rat Dr. Richard Willstätter zum ord. Professor für allgemeine und Experimental-Chemie an der Universität München (zum 1. April 1916), der Privatdozent an der Universität Gießen Geh. Oberregierungsrat Dr. Richard Aßmann zum ord. Honorarprofessor für Meteorologie an derselben Universität, der wissenschaftliche Assistent am Physikalischem Staatslaboratorium in Hamburg Dr. Ing. Willi Voege zum Professor, der Privatdozent für Chemie an der Universität Leipzig Dr. Johannes Scheiber zum a. o. Professor ebenda, der ord. Professor für Markscheide- und Feldmeßkunst an der Technischen Hochschule Aachen Geh. Reg.-Rat Karl Haußmann zum ord. Professor der Geodäsie an der Technischen Hochschule Berlin.

Ehrungen: Die Columbia University in New York hat die alle 5 Jahre verliehene Barnard-Goldmedaille Professor W. H. Bragg in Leeds und Dr. L. W. Bragg in Cambridge zuerkannt.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für Mechanische Wärmetheorie, Aerostatik und Aerodynamik, Einleitung in die mathematische Theorie der Elastizität und analytische Theorie der Ingenieurkonstruktionen an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Jakob Johann v. Weyrauch.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der technischen Chemie an der Technischen Hochschule Darmstadt Geheimer Hofrat Dr. Karl Eugen Thiel, der Assistent am Technisch-physikalischen Institut der Universität Freiburg Dr. Walter Kaposi, der Generaldirektor der Allg. Elektrizitätsgesellschaft und der Berliner Elektrizitätswerke Geh. Baurat Dr. Emil Rathenau, das ständige Mitglied der Kaiserl. Hauptstation für Erdbebenforschung, ord. Honorarprofessor für Geographie an der Universität Straßburg Dr. Emil Rudolph.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Bild 1.

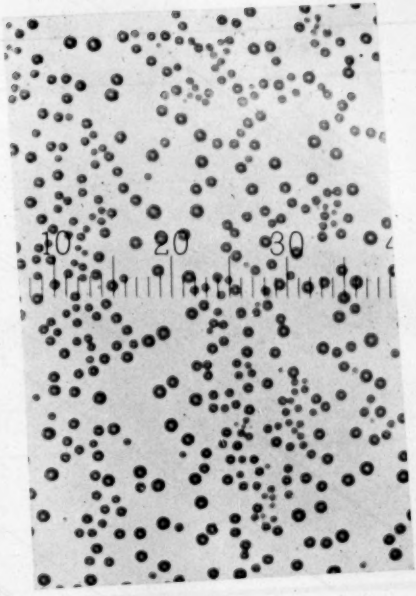

Bild 2.

Aufgelöst mit Trockensystem Apertur 0,95; 1 pars des Okularmaßstabes = $35{,}8 \cdot 10^{-5}$ cm.

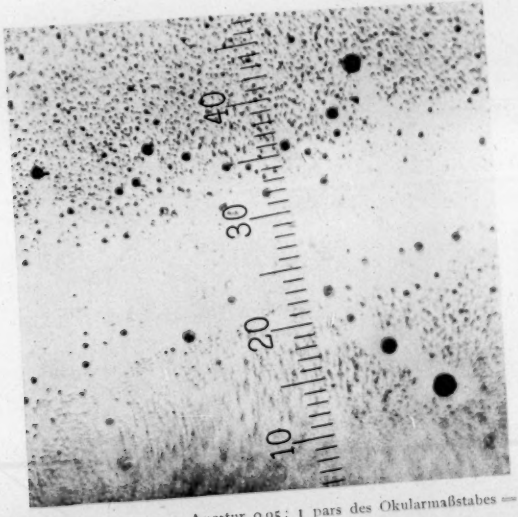

Bild 3. Aufgelöst mit Trockensystem Apertur 0,95; 1 pars des Okularmaßstabes = $35{,}8 \cdot 10^{-5}$ cm.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY.

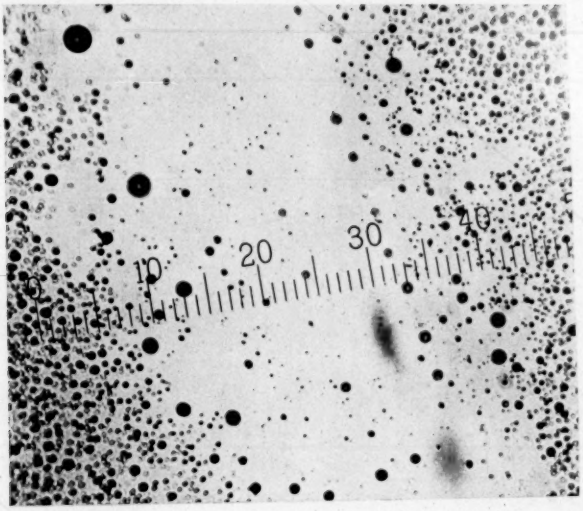

Bild 4. Aufgelöst mit homogener Immersion Apertur 1,3; 1 pars des Okularmaßstabes = $19{,}4 \cdot 10^{-5}$ cm.

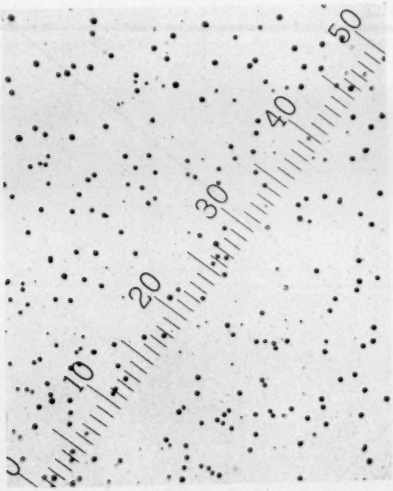

Bild 5. Aufgelöst mit homogener Immersion Apertur 1,3; 1 pars des Okularmaßstabes = $19{,}4 \cdot 10^{-5}$ cm.